

УДК 539.143; 539.172.17

## СИЛЬНОНЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ ЭЛЕМЕНТОВ С $6 \leq Z \leq 10$

*Р. Калтакчиева, Ю. Э. Пенюжкевич*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1247
ИЗОТОПЫ УГЛЕРОДА	1250
Ядро $^{15}\text{C}$	1250
Ядро $^{16}\text{C}$	1253
Ядро $^{17}\text{C}$	1254
Ядро $^{18}\text{C}$	1260
Ядро $^{19}\text{C}$	1261
Изотопы углерода с $A \geq 20$	1268
Углеродные «полимеры»	1270
ПРОЯВЛЕНИЕ НОВОГО МАГИЧЕСКОГО ЧИСЛА $N = 16$	1271
ТЯЖЕЛЫЕ ИЗОТОПЫ АЗОТА	1273
Изотопы азота с $A < 23$	1274
Изотопы азота с $A \geq 23$	1275
ТЯЖЕЛЫЕ ИЗОТОПЫ КИСЛОРОДА	1276
Изотопы кислорода с $A < 26$	1278
Изотопы кислорода с $A \geq 26$	1282
НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ ФТОРА С $A \geq 23$	1287
НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ НЕОНА	1293
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1301
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1303

УДК 539.143; 539.172.17

## СИЛЬНОНЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ ЭЛЕМЕНТОВ С $6 \leq Z \leq 10$

*Р. Калтакчиева, Ю. Э. Пенионжкевич*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре рассматриваются свойства нейтроноизбыточных изотопов углерода, азота, кислорода, фтора и неона. Детально обсуждаются изменения структуры ядер при удалении от линии  $\beta$ -стабильности. В обзоре представлена информация о массе (об энергии отделения нуклонов и, следовательно, стабильности ядер), радиусах распределения ядерного вещества, импульсных распределениях фрагментов развала, о возможности проявления гало, а также о деформации ядер и квантовых характеристиках основных состояний. Рассматриваются положение границы нуклонной стабильности для этих элементов и вопрос, связанный со стабильностью нейтроноизбыточных нуклидов с  $Z \geq 6$ . Этот вопрос в последнее время представляет интерес в связи с тем, что в легких ядрах были обнаружены эффекты, связанные с ослаблением и даже исчезновением влияния магических чисел 20 и 28, в то время как появилось новое магическое число нейтронов  $N = 16$ .

The present work reviews the properties of the neutron-rich isotopes of carbon, nitrogen, oxygen, fluorine and neon. The changes in nuclear structure appearing as one goes away from the  $\beta$ -stability line are discussed in detail. Information is presented on the mass (hence, on the separation energy of nucleons and on nuclear stability), the radii of nucleon distributions, the momentum distributions of fragments from the break-up of neutron-rich nuclei, on the possibility of halo formation as well as on the deformation and quantum characteristics of the ground states of different isotopes. The location of the neutron drip line and questions about the stability of nuclides with  $Z \geq 6$  are considered in connection with the weakening or even vanishing of the shell effects at the magic numbers 20 and 28, and the discovery of the new neutron magic number at  $N = 16$ .

### ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена свойствам нейтроноизбыточных изотопов углерода, азота, кислорода, фтора и неона. Она является продолжением обзоров [1, 2], в которых была представлена информация о структуре легких ядер с  $Z = 2 \div 5$ , находящихся вблизи границы нейтронной стабильности. В связи с появлением в последнее время новой интересной информации о ядрах с  $6 \leq Z \leq 10$  мы сочли необходимым продолжить работу в этой области нейтроноизбыточных ядер, в которую входят также нуклиды, расположенные между нейтронными оболочками  $N = 20$  и  $N = 28$ . Эта так называемая область инверсии ядерных уровней представляет особый интерес в связи с необычными свойствами расположенных здесь ядер.

Основной целью проводимых работ является получение информации об изменении структуры атомного ядра при удалении от линии  $\beta$ -стабильности. Такой интерес связан в основном с появлением некоторых необычных свойств ядер, таких как нейтронное гало или шуба [3], «области инверсии» и др.

Напомним, что нейтронное гало возникает в результате туннелирования слабосвязанного нейтрона (или нейтронов) через потенциальный барьер и имеет место протяженное распределение ядерного вещества за пределами ядра-кора. Оно проявляется в повышенном значении полного сечения реакции или сечения взаимодействия и в узких импульсных распределениях фрагментов развала. Измерение сечения выбивания одного нейтрона также используется для идентификации ядер с гало. Другой основной характеристикой ядер с гало является повышенная вероятность  $E1$ -переходов при малых энергиях возбуждения (см., например, [4–8]). Гало проявляется как «хвост» в распределении ядерного вещества на расстоянии  $5 \div 10$  фм, где плотность равна примерно  $1/100$  плотности в центре ядра. Существенными для появления гало являются спин и четность состояния, другими словами, важна конфигурация валентного нуклона. Орбита, на которой он находится, должна характеризоваться малым угловым моментом [9, 10]. Из большинства работ следует, что лишь комплексное рассмотрение всех этих измеряемых величин позволит сделать надежный вывод о проявлении гало в ядрах.

В связи с этим необходимо отметить, что на фоне многочисленных исследований легких экзотических ядер главные усилия были сосредоточены в основном на  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Be}$ . Это объясняется, в первую очередь, возможностью теоретического описания этих малонуклонных систем. Между тем интерес представляют более тяжелые ядра, в которых также ожидаются необычные свойства. Поэтому были расширены исследования других кандидатов на ядра с гало или нейтронной шубой [11–18].

Исследования экзотических ядер дают информацию об их массе (определяют энергии отделения нуклонов и, следовательно, их стабильность), радиусах распределения ядерного вещества, разнице между протонными и нейтронными радиусами (нейтронной шубе), импульсных распределениях фрагментов развала (ядра-кора или валентных нейтронов), а также о деформации ядер. Размеры, форма, энергии отделения нуклонов являются фундаментальными характеристиками ядер и отражают основные свойства эффективных ядерных сил. Их экспериментальные значения служат для проверки моделей, описывающих ядерную структуру.

Считается, что граница нуклонной стабильности достигнута практически для всех легких элементов с  $Z < 10$ . Однако остались открытыми вопросы, в частности, связанные со стабильностью тяжелых нуклидов с  $Z \geq 6$ . Изотопы  ${}^{23}\text{N}$  и  ${}^{24}\text{O}$  с числом нейтронов  $N = 16$  — самые тяжелые из известных изотопов азота и кислорода. Для изотопов азота предсказания по массовым формулам совпадают с экспериментом, тогда как предсказания о стабильно-

сти  $^{26,28}\text{O}$  весьма противоречивы. Ядро  $^{28}\text{O}$  с числом нейтронов  $N = 20$  несвязанное [19], в отличие от связанного ядра  $^{29}\text{F}$  с тем же числом нейтронов [20]. Из расчетов следует, что  $^{29}\text{F}$  — последний связанный изотоп фтора, однако недавно был обнаружен более тяжелый изотоп  $^{31}\text{F}$  с числом нейтронов  $N = 22$  [19]. По сравнению с  $^{24}\text{O}$  в ядре  $^{31}\text{F}$  число нейтронов на шесть больше, однако наличие в  $^{31}\text{F}$  всего одного лишнего протона способствует удержанию этих шести нейтронов в ядре. Такое резкое изменение стабильности с увеличением числа протонов на единицу указывает на появление в тяжелых изотопах фтора дополнительных факторов, влияющих на стабильность (деформация или дополнительное протон-нейтронное взаимодействие). Надо отметить, что при переходе к Ne ( $Z = 10$ ), т. е. при увеличении числа протонов на два, также наблюдается изотоп с  $N = 22$  ( $^{32}\text{Ne}$ ) [21, 22]. Для Ne это может быть не предел, поскольку для изотопа  $^{34}\text{Ne}$  ( $N = 24$ ) [17, 23, 24] и даже  $^{40}\text{Ne}$  ( $N = 30$ ) [14, 25] предсказана стабильность по отношению к испусканию двух нейтронов. Таким образом, граница нуклонной стабильности для изотопов фтора и неона ( $Z = 9, 10$ ) более удалена, чем для изотопов азота и кислорода ( $Z = 7, 8$ ). Это является существенным скачком вдоль границы стабильности, поскольку известно, что изотопы азота и кислорода с  $N > 16$  не наблюдались.

Оболочечные эффекты являются одной из основных характеристик, определяющих стабильность и ядерную структуру. Известно, что некоторые ядра более стабильны, чем другие, и дополнительная энергия связи появляется в ядрах с магическими числами протонов и/или нейтронов. В последнее время было обнаружено, что при больших значениях изоспина в легких ядрах эффекты, связанные с некоторыми магическими числами, ослабевают и даже возникают новые оболочки. Так, было показано, что смешивание орбит  $2s_{1/2}$  и  $1p_{1/2}$  приводит к исчезновению оболочки с магическим числом нейтронов  $N = 8$  в нейтроноизбыточных изотопах Li и Be [26–29]. Тот факт, что дважды магическое ядро  $^{10}\text{Ne}$  наблюдалось только в виде резонанса и его первое возбужденное  $2^+$ -состояние лежит относительно невысоко, также позволяет утверждать, что стабилизирующий эффект оболочки  $N = 8$  отсутствует [30, 31]. Зато обнаружено появление нового магического числа при  $N = 16$  [32], а в работе [23] было получено указание на то, что ядро  $^{34}\text{Si}$  ( $Z = 14, N = 20$ ) является дважды магическим.

Расстояние между нуклонными орбитами легких стабильных ядер и их деформация хорошо изучены. При переходе к ядрам вблизи границы стабильности ситуация осложняется и вблизи  $N = 20$  и 28 наблюдаются неожиданные эффекты. Для некоторых таких ядер стабильность сильно увеличивается за счет деформации, связанной с частично-дырочными возбуждениями при пересечении оболочки с  $N = 20$  [33].

В настоящем обзоре мы попытались привести наиболее интересные, на наш взгляд, результаты о структуре легких ядер с  $6 \leq Z \leq 10$ , которые по-

зволяют по-новому взглянуть на эту область ядер. Новая информация об этих ядрах поступает непрерывно, поэтому мы включили в обзор лишь работы, опубликованные до ноября 2001 г.

## 1. ИЗОТОПЫ УГЛЕРОДА

Тяжелые изотопы углерода, начиная с  $^{15}\text{C}$ , в последнее время были предметом многих теоретических и экспериментальных исследований. Ядро  $^{15}\text{C}$  интересно тем, что для него обнаружена инверсия спина и четности. Из-за малой энергии отделения валентного нейтрона в  $^{15}\text{C}$ , а также в  $^{17}\text{C}$  и  $^{19}\text{C}$ , эти ядра предположительно имеют нейтронное гало. Оправданно ли это предположение, мы увидим в этом разделе.

Наибольший интерес вызывает ядро  $^{19}\text{C}$ , поскольку получены экспериментальные данные, которые указывают на то, что оно является вторым после  $^{11}\text{Be}$  ядром с нейтронным гало, содержащим всего один нейтрон. Вопрос о существовании гало в  $^{19}\text{C}$  и о соответствующей структуре его основного состояния является одним из интересных вопросов физики ядер на границах стабильности.

Структура изотопов углерода детально рассчитывалась многими авторами. Однако для окончательных выводов о структуре и квантовых характеристиках целого ряда изотопов углерода имеющихся данных явно недостаточно. Необходимо измерить, и в ряде случаев с большей точностью, ряд их характеристик, в том числе и энергии связи нейтронов. Кроме этого необходимо измерить также импульсные распределения фрагментов их развала при разных энергиях.

**1.1. Ядро  $^{15}\text{C}$ .** Для ядра  $^{15}\text{C}$  известно, что его последний нейтрон относительно слабо связан — на 1,2181 МэВ — и основное состояние имеет  $J^\pi = 1/2^+$  [34, 35]. Это ядро напоминает  $^{11}\text{Be}$ , и поэтому можно ожидать проявления его галообразной структуры.

В рамках релятивистской теории среднего поля [36] в результате расщепления  $1d5/2$ -орбиты из-за деформации ядра для основного состояния  $^{15}\text{C}$  было предсказано  $J^\pi = 1/2^+$ , что соответствует экспериментальному значению [35]. Основное и первое возбужденное состояния были также неплохо воспроизведены расчетами [37, 38]. Вместе с тем в работе [37] предсказывались широкий  $3/2^+$ -резонанс и узкое  $7/2^+$ -состояние.

Измерение продольного импульса ядер  $^{14}\text{C}$ , образовавшихся при развале  $^{15}\text{C}$  на разных мишенях (Be и C) при энергии  $62 \div 85$  МэВ/А указало на довольно узкое распределение с  $\text{FWHM} = (67 \pm 3)$  МэВ/с [15] и  $(63,5 \pm 0,7)$  МэВ/с [39]. На основании этой информации было сделано заключение о наличии гало в ядре  $^{15}\text{C}$ . Однако этот вопрос требует более тщательного анализа.

Среднеквадратичные радиусы распределения нейтронов и ядерного вещества в  $^{15}\text{C}$ , определенные на основе измерения полного сечения реакции [40], оказались равными  $R_{rms}^n = (2,94 \pm 0,15)$  фм и  $R_{rms}^m = (2,78 \pm 0,09)$  фм соответственно [41]. Расчетное значение для  $R_{rms}^m$  в работах [42, 43] практически совпало с экспериментом [41, 44]. Кроме этого в [43] для радиуса валентного нейтрона в  $^{15}\text{C}$  получено значение  $R_{rms}^v = 5,53$  фм. Авторами вычислялось отношение  $R_{rms}^v/R_{rms}^m$  (core), и было предложено считать ядрами с гало те ядра, у которых это отношение больше 2. Таким образом, они предположили, что  $^{15}\text{C}$ , для которого это отношение равно 2,21, является ядром с гало.

К такому выводу пришли и авторы работы [45], в которой в рамках релятивистской теории среднего поля исследовались свойства изотопов с  $N = 9$ , в том числе и  $^{15}\text{C}$ . Их расчеты воспроизвели спин и четность основного состояния, а также радиусы распределения ядерного вещества и нейтронов, и показали, что ядро  $^{15}\text{C}$  ведет себя как ядро с гало.

Зависимости толщины нейтронной шубы и изотопные сдвиги зарядовых распределений для изотопов углерода  $^9\text{C}$ – $^{22}\text{C}$  от нейтронного избытка также рассчитывались [36]. Теория предсказывает плавное увеличение размера нейтронной шубы. Однако при переходе от  $^{14}\text{C}$  к  $^{15}\text{C}$  наблюдается некоторый скачок. Это изменение может происходить либо из-за увеличения числа нейтронов, либо из-за появления деформации в изотопах углерода, начиная с  $^{15}\text{C}$ . Для  $^{15}\text{C}$  предсказывается параметр деформации для нейтронов  $\beta_n \approx 0,3$ .

В работе [46] измерялись сечения взаимодействия разных ядер с мишенями из Be, C и Al при энергии около 730 МэВ/А и извлекались эффективные среднеквадратичные радиусы распределения нуклонов с использованием модели Глаубера. Для среднеквадратичного радиуса распределения нуклонов было получено значение  $(2,40 \pm 0,05)$  фм. На основании сравнения расчетного значения сечения взаимодействия с экспериментальным был сделан вывод о наличии «хвоста» в распределении плотности. Что касается зеркальной пары  $^{15}\text{F}$  и  $^{15}\text{C}$ , то из отношения кулоновских энергий, рассчитанных на основании определенных среднеквадратичных радиусов, и энергий, полученных на основании измеренных масс, было показано, что ядро  $^{15}\text{C}$  должно иметь нейтронную шубу толщиной  $(0,30 \pm 0,07)$  фм. В этой же работе для количественных оценок авторы ввели некий фактор различия  $d = \frac{\sigma_R^{\text{exp}} - \sigma_R^{\text{G}}}{\sigma_R^{\text{G}}}$ ,

равный отношению разницы между экспериментальным и расчетным сечениями реакции и расчетным сечением, который для ядер с аномалией должен быть 30–40%. Для  $^{15}\text{C}$  по сравнению с соседними изотопами значение этого фактора оказалось большим ( $d = 35\%$ ). В связи с этим был сделан вывод, что это ядро имеет аномальную структуру (гало или шубу). Такой же вывод был сделан на основании измеренных полных сечений реакции и большого значения фактора  $d$ , полученного независимо в [47]. На рис. 1 показана

зависимость фактора различия  $d$  от нейтронного избытка для изотопов углерода  $^{9-18}\text{C}$ .

При анализе кулоновского развала  $^{15}\text{C}$  с использованием DWBA в работе [49] был сделан вывод о том, что  $^{15}\text{C}$  в основном состоянии имеет структуру, соответствующую гало. Предполагались различные конфигурации для основного состояния  $^{15}\text{C}$  и рассчитывалось распределение продольного импульса фрагментов ( $^{14}\text{C}$ ) от развала, происходящего на мишени из Та. Конфигурация, в которой нейтрон находился в  $s$ -состоянии, дала  $\text{FWHM} = 62$  МэВ/с, тогда как в случае  $d$ -состояния было получено  $\text{FWHM} = 140$  МэВ/с. Сравнение с измеренным распределением ( $\text{FWHM} \approx 65$  МэВ/с) [15, 39] продольного импульса  $^{14}\text{C}$  показывает, что первая интерпретация более вероятна.

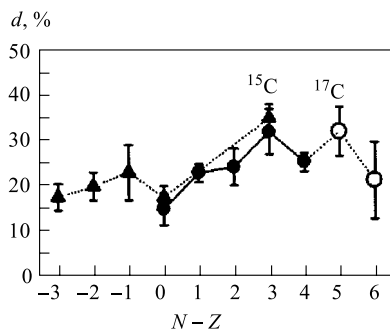


Рис. 1. Зависимость фактора различия от нейтронного избытка в изотопах углерода  $^{9-18}\text{C}$ . Экспериментальные данные: треугольники [46]; темные кружки [47]; светлые кружки [40, 48]

полученных в рамках оболочечной модели, где волновая функция основного состояния включала в основном  $2s1/2$ -валентный нейтрон, связанный с ядром кора в основном состоянии.

Однако комбинированный анализ [50] сечений взаимодействия  $\sigma_I$  и сечений реакций  $\sigma_{cc}$ , приводящих к изменению заряда [50, 51], проведенный в предположении о том, что ядерная структура радиоактивных ядер такая же, как у стабильных ядер, привел к другому выводу относительно размера нейтронного гало или шубы в нейтроноизбыточных ядрах углерода. Сечения срыва нейтронов  $\sigma_{-xn} = \sigma_I - \sigma_{cc}$  для изотопов вплоть до  $^{15}\text{C}$  оставались постоянными. В этом смысле  $^{15}\text{C}$  ничем не отличался от  $^{14}\text{C}$ . Это отрицает существование галообразной структуры в  $^{15}\text{C}$ , которую можно было бы ожидать на основании уже отмеченных выше работ [15, 46, 47].

Структура основного состояния  $^{15}\text{C}$  обсуждалась также в работе [39]. При развале  $^{15}\text{C}$  с энергией 62 МэВ/А на мишени из углерода было получено узкое распределение продольного импульса ядер кора,  $\text{FWHM} = (63,5 \pm 0,7)$  МэВ/с, что практически совпадало с результатом работы [15]. Этот факт объяснялся большим вкладом от  $\nu 2s1/2$ -орбиты в основное состояние ядер с  $Z = 4 \div 6$  и  $N = 9$  [45]. Наблюдаемое для  $^{15}\text{C}$  повышенное по отношению к соседним двум изотопам сечение срыва одного нейтрона ( $\sigma_{-1n} = (159 \pm 15)$  мб) объяснялось относительно малой энергией отделения валентного нейтрона. Экспериментальные данные хорошо согласовывались с расчетами по модели Глаубера с применением спектроскопических факторов,

Итак, ситуация с изотопом  $^{15}\text{C}$  неоднозначна, однако если в основном состоянии имеет место галообразная структура ядра, то из всех известных ядер с одной нейтроном гало он имеет наибольшее значение энергии отделения одного нейтрона (1,2181 МэВ).

**1.2. Ядро  $^{16}\text{C}$ .** Низколежащие уровни  $^{16}\text{C}$  исследованы в реакциях  $(t, p)$  и  $(t, p\gamma)$  [35]. Энергия отделения одного нейтрона  $B_n = 4,25$  МэВ. Предполагается, что структура  $^{16}\text{C}$  определяется кором  $^{14}\text{C}$  с парой нейтронов в двухчастичной  $s^2 + d^2$ -конфигурации, ведущих себя аналогично нейтронам в  $^{18}\text{O}$  [52].

Для ядра  $^{16}\text{C}$  ( $N = 10$ ) расчеты [53] показывают, что оно является сферическим. На рис. 2 представлен расчет квадрупольной деформации и квадрупольного момента для цепочки четных изотопов углерода. Поскольку предсказывается, что  $^{16}\text{C}$  — сферическое ядро, то расчетная разница квадрупольных деформаций для нейтронов и протонов ( $\beta_n - \beta_p$ ) практически равна нулю. Расчеты квадрупольной деформации, квадрупольного момента и энергий связи выполнялись в рамках релятивистской теории среднего поля с разными силами взаимодействия. Рассчитывались также среднеквадратичные радиусы распределения заряда, нейтронов и ядерного вещества. Оказалось, что, начиная с  $^{14}\text{C}$ , среднеквадратичный радиус распределения заряда для всех более тяжелых изотопов почти одинаков. После медленного, плавного роста нейтронного радиуса до  $^{14}\text{C}$  для  $^{16}\text{C}$  наблюдалось резкое увеличение радиуса на  $\sim 0,5$  фм. Такое увеличение нейтронного радиуса можно объяснить наличием большого разрыва орбит при  $N = 8$ . Расчетные значения среднеквадратичных радиусов распределения нейтронов ( $R_{rms}^n \approx 3,03$  фм) и ядерного вещества ( $R_{rms}^m \approx 2,85$  фм) хорошо согласуются с экспериментально измеренными в работе [41], соответственно  $R_{rms}^n = (2,89 \pm 0,09)$  фм и  $R_{rms}^m = (2,76 \pm 0,06)$  фм.

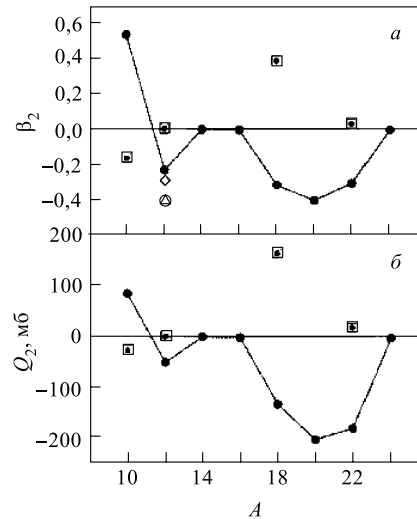


Рис. 2. Квадрупольная деформация (а) и квадрупольный момент (б) состояний с наименьшей энергией (черные точки) для изотопов углерода, рассчитанные в рамках релятивистской теории среднего поля [53]. Для  $^{12}\text{C}$  разными символами представлены экспериментальные результаты из разных работ, хорошо согласующиеся с расчетами. Кругом в квадрате показаны значения, соответствующие вторичному минимуму



Близкое значение,  $R_{rms}^m = 2,70$  фм, было получено и в расчетах [36, 51]. В работе [36] были определены также толщина нейтронной шубы и деформация для распределения нейтронов в ядре  $^{16}\text{C}$ , равная  $\beta_n \approx 0,3$ . В [51] было показано, что имеет место сильное изменение в значениях радиуса распределения ядерного вещества при переходе от  $^{15}\text{C}$  ( $R_{rms}^m = 2,40$  фм) к  $^{16}\text{C}$ .

Неплохо согласуется с экспериментальными результатами [41] и расчет, выполненный в работе [43] для  $^{16}\text{C}$  ( $R_{rms}^m = 2,87$  или  $2,67$  фм, в зависимости от спина уровня ядра-кора  $^{15}\text{C}$ ). В этой же работе для радиуса валентного нейтрона получено значение  $R_{rms}^v \approx 3,4 \div 4,0$  фм.

Однако расчет, выполненный в работе [42], дал более низкое значение  $R_{rms}^m \sim 2,6$  фм.

В то же время анализ сечений срыва нейтронов с ядер углерода  $\sigma_{-xn}$  показал [50], что  $\sigma_{-xn}$  для изотопов легче  $^{16}\text{C}$  остается постоянным, однако, начиная с  $^{16}\text{C}$ , наблюдается резкое увеличение сечения вплоть до  $^{19}\text{C}$ . Кроме того, значения  $\sigma_{-xn}$  для ядер с  $A > 15$  превышают расчетные. Был сделан вывод о том, что для ядер с большим нейтронным избытком имеет место различие в распределениях плотности протонов и нейтронов, и толщина нейтронной увеличивается с ростом нейтронного избытка.

В работе [18] для изотопа  $^{16}\text{C}$  было измерено сечение образования и импульсное распределение фрагмента  $^{15}\text{C}$  в реакции выбивания одного нейтрона из ядер  $^{16}\text{C}$  с энергией  $\sim 60$  МэВ/А. Такая реакция может привести к двум известным связанным состояниям в ядре  $^{15}\text{C}$  — к основному  $1/2^+$ -состоянию и к возбужденному  $5/2^+$  ( $0,74$  МэВ)-состоянию. Разные каналы реакции выделялись с использованием методов  $\gamma$ -спектроскопии (импульсные распределения фрагментов измерялись в совпадении с  $\gamma$ -лучами). 58 % сечения можно было объяснить вкладом от возбужденного состояния. Анализ экспериментальных данных позволил оценить также соотношение  $s$ - и  $d$ -компонент нейтронной пары в основном состоянии  $^{16}\text{C}$  — соответствующие спектроскопические факторы оказались  $0,56(10)$  для  $1/2^+$  и  $1,28(20)$  для  $5/2^+$ . Измеренное сечение выбивания одного нейтрона оказалось равным  $(77 \pm 9)$  мб, что находится в хорошем согласии со значением  $(65 \pm 6)$  мб, полученным в [39]. Близкими оказались и измеренные в этих двух работах ширины распределения продольного импульса ядра-кора (FWHM  $\approx 100 \div 108$  МэВ/с).

Между тем какая-либо аномальная структура в  $^{16}\text{C}$  обнаружена не была [47]. Такое заключение было сделано из измерения полного сечения реакции для пучка  $^{16}\text{C}$  на мишени из углерода  $(1559 \pm 44)$  мб при энергии  $39$  МэВ/А и величины фактора  $d$  (см. рис. 1), введенного в [46].

**1.3. Ядро  $^{17}\text{C}$**  слабо связано по отношению к распаду на  $^{16}\text{C} + n$  ( $B_n = 0,729(18)$  МэВ) [54]. Его структура мало изучена.

В [35] отмечалось, что в  $^{17}\text{C}$  ожидается триплет близко расположенных низколежащих возбужденных состояний со спином и четностью  $1/2^+$ ,  $3/2^+$  и  $5/2^+$ . Для основного состояния  $^{17}\text{C}$  в литературе предлагаются два

значения:  $J^\pi = 1/2^+$  или  $3/2^+$ . Например, в [55] было получено основное состояние с  $J^\pi = 1/2^+$ , а также связанное  $5/2^+$ -состояние на 70 кэВ выше основного. С другой стороны, в модельном пространстве пересекающихся оболочек [56] лишь значение  $J^\pi = 3/2^+$  считается возможным для основного состояния  $^{17}\text{C}$ .

Анализ, сделанный в работе [57], позволил приписать возбужденному состоянию, наблюдавшемуся в [58], значение  $J^\pi = 5/2^+$ . Для основного состояния сделан вывод, что значение  $5/2^+$  маловероятно, более вероятным считалось значение  $3/2^+$ , не исключалась при этом и возможность  $1/2^+$ . Кроме того, сделанный в [57] анализ  $\gamma$ -спектра после  $\beta$ -распада  $^{17}\text{C}$ , а также расчеты в рамках микроскопической кластерной модели [37], в которых состояние  $5/2^+$  оказалось выше состояний  $1/2^+$  и  $3/2^+$ , тоже исключили спин  $5/2^+$ , но вместе с тем не позволили определить, какое из возможных двух значений спина,  $1/2^+$  или  $3/2^+$ , характеризует основное состояние  $^{17}\text{C}$ . В расчетах [57] предсказывались два возбужденных состояния: при  $\sim 70$  кэВ ( $J^\pi = 5/2^+$  или  $3/2^+$ ) и при 338 или 371 кэВ ( $J^\pi = 1/2^+$  и  $5/2^+$ ).

В работе [58] в реакции  $^{48}\text{Ca}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{C})$  наблюдалось основное состояние и возбужденный уровень при энергии  $(295 \pm 10)$  кэВ. В ядре  $^{17}\text{C}$  также наблюдались уровни при энергиях возбуждения 2,25(2); 2,64(2) и 3,82(5) МэВ, а возможно, и при 1,18(1) МэВ [59]. Это было определено в эксперименте с использованием радиоактивного пучка для изучения  $\beta$ -запаздывающего нейтронного распада  $^{17}\text{B}$ . Из энергий нейтронов, измеренных по времени пролета, были извлечены значения энергии возбуждения для указанных состояний в  $^{17}\text{C}$  над порогом развала  $^{17}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{C} + n$ . Известно, что основному состоянию  $^{17}\text{B}$  приписаны спин и четность  $J^\pi = 3/2^-$ . Следовательно, в предположении о разрешенных переходах (при разрешенном  $\beta$ -распаде правила отбора позволяют лишь  $\Delta J = 0, \pm 1$ ) наблюдаемым состояниям  $^{17}\text{C}$  можно было присвоить лишь значения  $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ . Авторы не исключают возможности существования уровней с положительной четностью, однако в сделанных предположениях они не смогли бы их наблюдать.

В работе [60] измерялось распределение продольного импульса фрагмента  $^{16}\text{C}$ , образующегося после развала ядер пучка  $^{17}\text{C}$ . Его ширина оказалась равной  $(94 \pm 19)$  МэВ/с (см. рис. 3). Последующее измерение с большей точностью [15] показало, что распределение имеет ширину FWHM =  $(145 \pm 5)$  МэВ/с. Анализ результатов в рамках оболочечной модели позволил сделать вывод, что в основном состоянии присутствуют как  $s$ -, так и  $d$ -одночастичные компоненты, и лучшее описание получается при  $J^\pi = 3/2^+$ . Это значение спина и четности является результатом спаривания нейтронов с  $s$ - и  $d$ -орбит с первым возбужденным  $2^+$ -состоянием  $^{16}\text{C}$ :  $0,16(2^+ \otimes 2s1/2) + 1,58(2^+ \otimes 1d5/2)$ , т. е. вклад  $d$ -орбиты оказывается гораздо больше. Из-за недостаточной статистики авторы сделали лишь предположение о квантовых характеристиках  $^{17}\text{C}$ , но, как оказалось, оно согласуется с результатами боль-

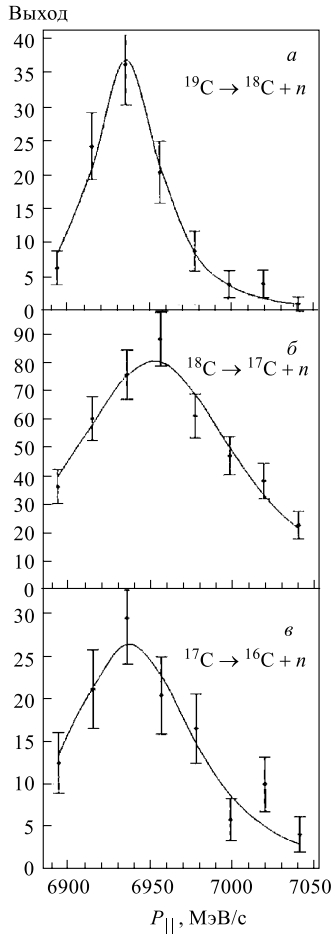


Рис. 3. Распределения продольного импульса тяжелых фрагментов при развале с испусканием одного нейтрона ядер  $^{19}\text{C}$  (а),  $^{18}\text{C}$  (б) и  $^{17}\text{C}$  (в) [60]. (В [15], при лучшей статистике и очистке, ширина распределения  $^{16}\text{C}$  из развала  $^{17}\text{C}$  оказалась еще больше)

ный магнитный момент ( $-1,05 \mu_N$ ) сильно отличался от значения Шмидта ( $+1,15 \mu_N$ ) для нейтрона на  $d_{3/2}$ -орбите. Это объяснялось тем, что основ-

шинства работ, приписывающих основному состоянию  $^{17}\text{C}$  спин и четность  $J^\pi = 3/2^+$ .

Ширина распределения продольного импульса фрагмента  $^{16}\text{C}$ , образующегося после развала  $^{17}\text{C}$ , измеренная в [16], оказалась равной  $\text{FWHM} = (141 \pm 6) \text{ МэВ/с}$ , что находится в согласии с результатом работы [15]. Данные хорошо воспроизводились в предположении о существовании почти «чистого»  $d$ -волнового нейтрона вокруг основного состояния  $^{16}\text{C}$ . Нужно отметить, что в данном случае учет первого возбужденного  $2^+$ -состояния ядра-кора  $^{16}\text{C}$  привел к лучшему согласию с экспериментальными данными.

Структура основного состояния  $^{17}\text{C}$  исследовалась также в работе [39], в которой определялись значения спина и четности его основного состояния. Это было сделано на основании измеренного распределения продольного импульса ядра-кора после развала ( $\text{FWHM} = (111 \pm 3) \text{ МэВ/с}$ ) и соответствующего сечения срыва одного нейтрона из ядра  $^{17}\text{C}$  при его взаимодействии с углеродной мишенью. Экспериментальные данные сравнивались с расчетами по модели Глаубера. В результате для  $^{17}\text{C}$  было определено значение  $J^\pi = 3/2^+$ . Это означает, что конфигурацией основного состояния является в основном  $1d_{5/2}$ -валентный нейтрон, связанный с ядром-кором  $^{16}\text{C}$  в состоянии  $2_1^+$ . Сделанный вывод находится в согласии с выводом работ [15, 16] и расчетами [36], а также подтверждается недавним наблюдением  $\gamma$ -перехода с энергией 1,76 МэВ из распада  $2_1^+$ -уровня в  $^{16}\text{C}$ , заселяемого после выбивания одного нейтрона из  $^{17}\text{C}$  [18].

Значение  $J^\pi = 3/2^+$  для основного состояния  $^{17}\text{C}$  было получено также в расчетах с использованием антисимметризованной молекулярной динамики [61]. Рассчитанный диполь-

ная компонента, определяющая спин и четность  $J^\pi = 3/2^+$ , — это  $d5/2$ -состояние валентного нейтрона, связанное с орбитальным угловым моментом четных протонов  $L_p = 2$  и оставшихся четных нейтронов  $L_n = 2$ . В таком случае предсказанное значение необходимо сравнивать со значением Шмидта  $-1,91 \mu_N$  для нейтрона на  $d5/2$ -орбите.

Наоборот, в работе [8], где было измерено сечение срыва одного нейтрона  $\sigma_{-1n} = (129 \pm 22)$  мб (это значение можно сравнить с результатами двух других работ:  $\sigma_{-1n} = (115 \pm 14)$  мб [18] и  $\sigma_{-1n} = (84 \pm 9)$  мб [39]), теоретический анализ данных, основанный на теории Хартри–Фока и включающий динамическую поляризацию кора, позволил приписать основному состоянию  $^{17}\text{C}$  значение  $J^\pi = 5/2^+$ . При этом конфигурации  $^{16}\text{C}(0^+, \text{g.s.}) \otimes 1d5/2$  соответствовал спектроскопический фактор 0,61. Остальные 39% объяснялись смешиванием конфигураций, а именно спариванием одночастичных состояний  $d5/2$ ,  $s1/2$  и  $d3/2$  с первым  $2^+$ -возбужденным (1,76 МэВ) состоянием в ядре-коре  $^{16}\text{C}$  с вкладом 0,25, 0,10 и 0,03 соответственно.

В работе [62] для описания свойств изотопа  $^{17}\text{C}$  использовался метод, в котором одночастичные состояния спаривались с основным или низколежащими уровнями ядра-кора  $^{16}\text{C}$  (рассматривались лишь основное состояние  $0^+$  и первый возбужденный  $2^+(1,766 \text{ МэВ})$ -уровень  $^{16}\text{C}$ ). В этой работе предсказаны три низколежащих уровня с  $J^\pi = 1/2^+$ ,  $3/2^+$  и  $5/2^+$  и сделан анализ основного состояния этого ядра (брались разные комбинации  $[J_{\text{core}} \otimes j_n]$  при параметрах  $\beta = 0,00, 0,20$  и  $0,55$ ). Значение  $J^\pi = 1/2^+$ , даже в предположении о том, что нейтроноизбыточный изотоп  $^{16}\text{C}$  деформирован, не привело к согласию с экспериментальными данными. Значение  $J^\pi = 5/2^+$  дало неплохое согласие с экспериментом в случае, когда  $\beta = 0,55$ . Наконец, значение  $J^\pi = 3/2^+$  (которое получалось во многих работах) для согласования данных предполагает  $\beta = 0,20$ . Таким образом, в результате этих расчетов и сравнения с экспериментальным распределением продольного импульса  $^{16}\text{C}$  [15] можно сделать лишь вывод о том, что  $J^\pi = 1/2^+$  не соответствует основному состоянию  $^{17}\text{C}$ .

Изотоп  $^{17}\text{C}$  можно рассматривать в качестве кандидата на ядро с однонейтронным гало из-за относительно малой энергии связи нейтрона.

К выводу о возможном существовании в  $^{17}\text{C}$  гало из одного нейтрона пришли авторы работы [63] на основании расчета поверхности потенциальной энергии ядра для всех его возможных (кластер + кор)-конфигураций. Гало приписывалось ядрам, у которых кор имеет число нейтронов  $N = 2Z$  или  $N = 2Z \pm 2$ . Для изотопа  $^{17}\text{C}$  было показано, что конфигурация, для которой имеет место минимум потенциальной энергии (т. е. вероятность больше), соответствует случаю  $(1n + \text{кор})$ . Ядро-кор ( $^{16}\text{C}$ ) имеет число нейтронов  $N = 2Z - 2$ , аналогично кору ядра  $^{11}\text{Be}$ , известного как ядро с однеитронным гало. Таким образом, в этой работе был сделан вывод о наличии гало в ядре  $^{17}\text{C}$ .

Однако, несмотря на то, что энергия связи валентного нейтрона в  $^{17}\text{C}$  относительно мала, структура основного состояния  $^{17}\text{C}$ , соответствующая валентному нейтрону с угловым моментом  $\ell = 2$ , исключает возможность формирования галообразной структуры в этом ядре. Этот вывод подтверждается во многих работах [15, 18, 36, 49, 60, 64–66].

В работах [18, 66] измерялся спектр  $\gamma$ -лучей, испущенных при деовозбуждении ядер-фрагментов  $^{16}\text{C}$ , образованных в реакции выбивания одного нейтрона из  $^{17}\text{C}$ , и экспериментально определялись спин и четность основного состояния  $^{17}\text{C}$  ( $J^\pi = 3/2^+$ ). Это позволило разделить вклад в сечение разных возбужденных состояний ядра-кора и извлечь импульсные распределения, соответствующие реакциям срыва нейтрона с  $^{17}\text{C}$ , ведущим к отдельным возбужденным состояниям  $^{16}\text{C}$ . Ширина распределения продольного импульса ядра-кора  $^{16}\text{C}$  неплохо согласовывалась с данными других экспериментов [8, 15, 16, 39, 60], дающих значения в пределах  $111 \div 145$  МэВ/с. На основании данных по совпадению  $\gamma$ -лучей с ядром  $^{16}\text{C}$  было показано, что распределение продольного импульса состоит из трех компонент, соответствующих заселению разных уровней в ядре  $^{16}\text{C}$  — основного состояния, состояния  $2^+$  и группы уровней в районе 4,1 МэВ. Из рис. 4 видно, что форма распределений для трех разных уровней очень близка и во всех случаях преобладает компонента  $\ell = 2$  — для группы уровней  $\sim 4,1$  МэВ она составляет  $(92 \pm 8)\%$ , для  $2^+$ -уровня —  $(74 \pm 10)\%$ , а для основного состояния — практически 100%. Отсутствие  $\ell = 0$  при заселении в реакции основного состояния  $^{16}\text{C}$  позволило сделать вывод, что для  $^{17}\text{C}$   $J^\pi = 3/2^+$ . Полученные в этой работе значения спектроскопических факторов также подтверждают эти выводы. В эксперименте на мишени из  $^{197}\text{Au}$ , в котором изучалось соотношение вкладов от кулоновского и ядерного развалов (последний преобладал, как в случае развала стабильных ядер) был сделан также вывод о том, что ядро  $^{17}\text{C}$  не может иметь галообразную структуру.

Четыре различные конфигурации —  $^{16}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$ ,  $^{16}\text{C}(0^+) \otimes 1d5/2$ ,  $^{16}\text{C}(2^+) \otimes 2s1/2$  и  $^{16}\text{C}(2^+) \otimes 1d5/2$  — рассматривались для основного состояния  $^{17}\text{C}$  в [49], там же рассчитывалось распределение продольного импульса фрагментов в результате кулоновского развала ядра  $^{17}\text{C}$ . Для конфигураций, в которых нейтрон находится в  $s$ -состоянии, расчет дал узкие ширины ( $51 \div 82$  МэВ/с) для импульсного распределения фрагментов; это означает наличие гало. В то же время конфигурации, в которых нейтрон находился в  $d$ -состоянии, привели к большим ширинам:  $114 \div 185$  МэВ/с. (Как уже отмечалось выше, экспериментально измеренное распределение продольного импульса на легкой мишени имеет  $\text{FWHM} = 111 \div 145$  МэВ/с.) Поскольку распределение продольного импульса не зависит от механизма реакции [67], в [49] был сделан вывод о том, что основное состояние  $^{17}\text{C}$  соответствует  $d$ -волновой конфигурации и наличие гало в  $^{17}\text{C}$  скорее всего исключается. Однако отмечалось, что для более надежного вывода следует измерить рас-

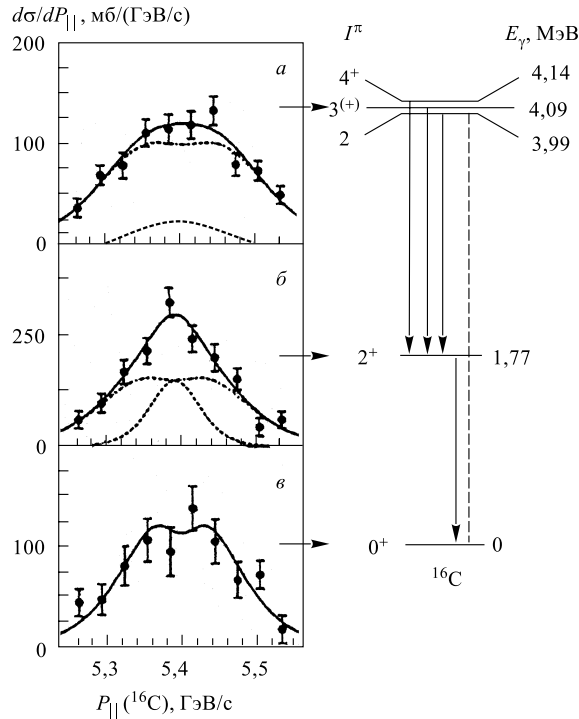


Рис. 4. Парциальные распределения продольного импульса, соответствующие состояниям  $^{16}\text{C}$ , указанным на схеме. Сплошные линии — расчеты с вкладом от  $s$ - и  $d$ -волн: а) 8%  $s$  и 92%  $d$ ; б) 26%  $s$  и 74%  $d$ ; в) только  $d$ -волна [18]

пределение продольного импульса на тяжелой мишени. Здесь необходимо отметить, что из сравнения энергий отделения валентного нейтрона в  $^{15}\text{C}$  и  $^{17}\text{C}$  (1,2181 и 0,729 МэВ соответственно) следует, что только совместное рассмотрение энергии отделения валентного нейтрона и конфигурации этого нейтрона по отношению к кору позволит судить о наличии гало в ядре.

В то же время расчеты по релятивистской теории среднего поля показали [36], что тяжелые изотопы углерода деформированы; в этом случае основное состояние  $^{17}\text{C}$  не является галообразным и для него можно ожидать  $J^\pi = 3/2^+$ .

Размер ядра также дает информацию о вероятности существования гало в  $^{17}\text{C}$ .

Измеренные среднеквадратичные радиусы распределения нейтронов и ядерного вещества в  $^{17}\text{C}$  оказались равными  $R_{rms}^n = (3,29 \pm 0,17)$  фм и  $R_{rms}^m = (3,04 \pm 0,11)$  фм [41]. Экспериментальное значение  $R_{rms}^m$  [41]

практически находится в согласии с разными расчетами, проведенными в [42, 43, 68]. Однако в [51] значение радиуса ядерного вещества для  $^{17}\text{C}$  оказалось несколько ниже,  $(2,72 \pm 0,03)$  фм, и это значение мало отличается от величины радиуса для  $^{16}\text{C}$ . Близкое значение (2,78 фм) было получено в расчете, выполненном в работе [36], в которой предсказывался параметр деформации для нейтронов в  $^{17}\text{C}$   $\beta_n \approx 0,3$  — такой же, как для соседних ядер  $^{16}\text{C}$  и  $^{18}\text{C}$ . В [68] для  $^{17}\text{C}$  предсказывается вытянутая форма. Как уже отмечалось, на основании измеренного сечения срыва нейтронов  $\sigma_{-xn}$  авторы [50] получили различие в распределениях плотностей протонов и нейтронов и увеличение толщины нейтронной шубы с ростом нейтронного избытка в изотопах углерода, в том числе и для  $^{17}\text{C}$ . Этот вывод согласуется с расчетами в рамках релятивистской теории среднего поля [36].

В [47] был сделан анализ значений фактора различия  $d$  (см. п. 1.1) экспериментальных и расчетных сечений реакции для изотопов  $^{12-16}\text{C}$  [46, 47] и  $^{17,18}\text{C}$  [40, 48]. Это сравнение (см. рис. 1) показало, что фактор различия  $d$  для  $^{17}\text{C}$  выше, чем для соседних изотопов, и составляет  $> 30\%$ . На основании этого авторы сделали вывод, что в  $^{17}\text{C}$  можно предполагать аномальную структуру.

В заключение можно сказать, что, по всей вероятности, как это следует из большинства работ, спин и четность основного состояния  $^{17}\text{C}$  имеет значение  $J^\pi = 3/2^+$ . Однако вопрос о наличии гало в ядре  $^{17}\text{C}$  на сегодняшний день остается открытым.

**1.4. Ядро  $^{18}\text{C}$ .** Стабильность изотопа  $^{18}\text{C}$  по отношению к испусканию нуклонов была определена в разных теоретических моделях (см., например, [69, 70]). Экспериментально было показано, что ядро  $^{18}\text{C}$  нуклонно-стабильное по отношению к эмиссии одного нейтрона ( $B_n = 4,188$  МэВ) и двух нейтронов ( $B_{2n} = 4,910$  МэВ).

Расчеты в рамках оболочечной модели [71] предсказали три связанных состояния в  $^{18}\text{C}$  — два  $2^+$ -состояния при энергиях 2,1 и 3,4 МэВ и состояние  $0^+$  при энергии 4,0 МэВ. Два других состояния ( $2^+$  и  $3^+$ ) ожидалось вблизи 4,9 МэВ. В то же время в [55] были проведены QRPA-расчеты для  $^{18}\text{C}$  и получено  $E^*(2^+) = 2,16$  МэВ. Состояние, предсказанное с энергией  $\sim 2,1$  МэВ, скорее всего можно отнести к обнаруженному в эксперименте [58] состоянию с  $E^* = (1,62 \pm 0,02)$  МэВ. Отметим, что в реакции перезарядки на  $\pi$ -мезонах в спектре наблюдался пик при  $E^* = 1,55$  МэВ [72].

Для ядер  $^{17}\text{C}$ , образующихся из развала  $^{18}\text{C}$  на мишенях из Be и C, измерялись продольные распределения импульса [39, 60], ширины которых составили  $\text{FWHM} = 110 \div 126$  МэВ/с (см. рис. 3). Эти значения оказались больше, чем для ядер с нейтронным гало.

Тем временем анализ, сделанный в [50], показал, что сечения срыва нейтронов  $\sigma_{-xn}$ , начиная с  $^{16}\text{C}$ , резко увеличиваются вплоть до изотопа  $^{19}\text{C}$ . Значения этих сечений для ядер с  $A > 15$  превышают расчетные. Отсюда

был сделан вывод о том, что для ядер с большим нейтронным избытком имеет место различие в распределениях плотностей протонов и нейтронов, и толщина нейтронной шубы растет с ростом нейтронного избытка. Для ядра  $^{18}\text{C}$  нейтронная шуба хорошо выражена.

Согласно расчетам [36] в ядре  $^{18}\text{C}$  может иметь место большая деформация по отношению к нейтронам:  $\beta_n \sim 0,5$ . Однако экспериментально деформация ядра  $^{18}\text{C}$  не определялась.

Расчетам четных изотопов углерода была посвящена также работа [53]. В рамках релятивистской теории среднего поля с использованием разных взаимодействий рассматривались основные состояния, в том числе и для ядра  $^{18}\text{C}$ . На рис. 2 представлен пример такого расчета квадрупольной деформации и квадрупольного момента для ядер углерода. Видно, что после ядра  $^{16}\text{C}$  ( $N = 10$ ) влияние оболочки  $N = 8$  сильно уменьшается и уже для  $^{18}\text{C}$  теория предсказывает хорошо выраженную деформацию (сплюснутая форма,  $\beta_2 \approx -0,33$ ). Рассчитанная для изотопа  $^{18}\text{C}$  разница квадрупольных деформаций для нейтронов и протонов оказалась большой. Большое отрицательное значение этой величины ( $\beta_n - \beta_p < 0$ ) означает, что нейтронная деформация намного больше протонной. В этой же работе проводились расчеты значений среднеквадратичных радиусов распределения нейтронов ( $R_{rms}^n \approx 3,20$  фм) и ядерного вещества ( $R_{rms}^m \approx 3,00$  фм). Для ядра  $^{18}\text{C}$  расчетные значения хорошо согласуются с экспериментальными ( $R_{rms}^n = (3,06 \pm 0,29)$  фм и  $R_{rms}^m = (2,90 \pm 0,19)$  фм) [41]. Хорошо согласуются с экспериментом и расчеты радиусов, проведенные в [42].

Очевидно, ядро  $^{18}\text{C}$  требует дальнейших исследований.

**1.5. Ядро  $^{19}\text{C}$ .** Изотоп  $^{19}\text{C}$  — самый тяжелый связанный нечетный изотоп углерода.

К настоящему времени имеется много экспериментальных и теоретических работ, в которых исследовались свойства этого ядра. Несмотря на это относительно спина и четности основного состояния изотопа  $^{19}\text{C}$  все еще нет четкого экспериментального ответа. Имеется лишь предположение, что основное состояние является чистым  $2s1/2$ - или  $1d5/2$ -состоянием или линейной комбинацией этих двух конфигураций.

Из модели независимых частиц следует, что валентный нейтрон в  $^{19}\text{C}$  должен находиться на  $1d5/2$ -орбите, т.е. для основного состояния можно ожидать  $J^\pi = 5/2^+$ . В таком случае  $\ell = 2$  центробежный барьер подавляет проявление гало. Однако анализ [60], проведенный по модели оболочек с использованием эффективного взаимодействия [56], предсказывает для основного состояния  $J^\pi = 1/2^+$  как следствие «погружения»  $2s1/2$ -орбиты. Такая ситуация очень напоминает случай с ядром  $^{11}\text{Be}$ , для которого хорошо известна инверсия заполнения оболочек. Значение  $J^\pi = 1/2^+$  было получено также в работах [8, 18, 36, 37, 55, 73, 74]. Необходимо отметить, что в [36] этот эффект объяснялся деформацией ядра  $^{19}\text{C}$ .



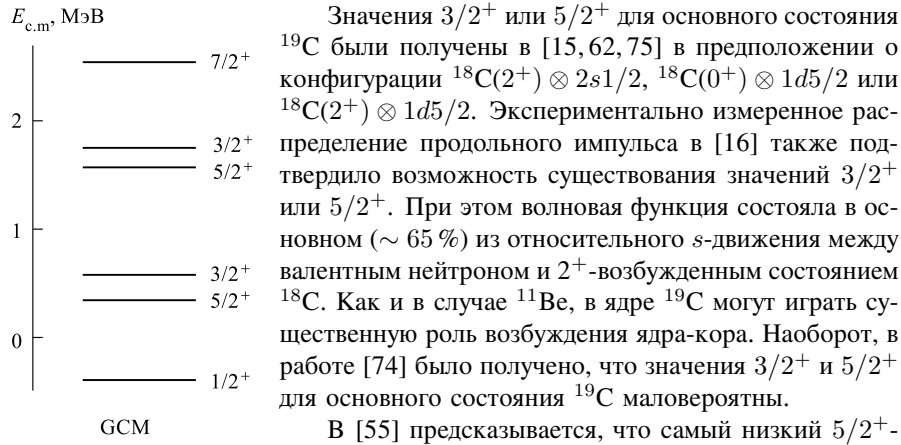


Рис. 5. Спектр изотопа  $^{19}\text{C}$ , рассчитанный в [37]

Значения  $3/2^+$  или  $5/2^+$  для основного состояния  $^{19}\text{C}$  были получены в [15, 62, 75] в предположении о конфигурации  $^{18}\text{C}(2^+) \otimes 2s1/2$ ,  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 1d5/2$  или  $^{18}\text{C}(2^+) \otimes 1d5/2$ . Экспериментально измеренное распределение продольного импульса в [16] также подтвердило возможность существования значений  $3/2^+$  или  $5/2^+$ . При этом волновая функция состояла в основном ( $\sim 65\%$ ) из относительного  $s$ -движения между валентным нейтроном и  $2^+$ -возбужденным состоянием  $^{18}\text{C}$ . Как и в случае  $^{11}\text{Be}$ , в ядре  $^{19}\text{C}$  могут играть существенную роль возбуждения ядра-кора. Наоборот, в работе [74] было получено, что значения  $3/2^+$  и  $5/2^+$  для основного состояния  $^{19}\text{C}$  маловероятны.

В [55] предсказывается, что самый низкий  $5/2^+$ -уровень находится при энергии  $\sim 300$  кэВ над основным состоянием. На существование низколежащего состояния в  $^{19}\text{C}$  при энергии около 0,2 МэВ над порогом развала ядра  $^{19}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{C} + n$  указывается в [76].

В связи с этим интерес представляет расчетный спектр изотопа  $^{19}\text{C}$  (рис. 5), полученный в [37]. Из расчета следует, что основное состояние соответствует  $s$ -волне ( $J^\pi = 1/2^+$ ), состояния  $3/2^+$  и  $5/2^+$  имеют в основном  $^{18}\text{C}(2^+) + n$ -структуру. Состояние  $5/2^+$  находится на 0,3 МэВ выше порога распада  $^{19}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{C} + n$ . Результаты расчетов [37, 76] находятся в неплохом согласии, несмотря на то, что использовались разные значения энергии отделения валентного нейтрона:  $B_n = 0,53$  МэВ [37] и  $B_n = 0,24$  МэВ [76]. Таким образом, экспериментальное наблюдение низколежащего резонанса в  $^{19}\text{C}$  является важным вопросом для понимания структуры этого ядра, как с точки зрения избытка массы, так и с точки зрения существования в нем гало.

Избыток массы  $^{19}\text{C}$  измерялся в нескольких работах [77–80], однако существует большая неопределенность в значении энергии отделения валентного нейтрона. Согласно табличным данным [54, 81] он связан по отношению к распаду с испусканием одного нейтрона на величину  $B_n = (160 \pm 110)$  кэВ (значение  $B_n$ , усредненное по всем работам, составляет  $(240 \pm 100)$  кэВ). В работе [55] расчет дал значение  $B_n = 183$  кэВ. Более того, ситуация становится более неоднозначной после анализа данных [74] по сечениям взаимодействия  $^{19}\text{C}$  и относительной энергии фрагментов при кулоновской диссоциации, который показал еще одно возможное значение  $B_n \approx 500$  кэВ [73]. В работе [18] также отмечается, что объяснение экспериментальных данных возможно лишь при значении  $B_n = 0,5 \div 1,0$  МэВ. Последняя работа по измерению сечения выбивания одного нейтрона из  $^{19}\text{C}$  предполагает  $B_n = 0,364$  МэВ [8].

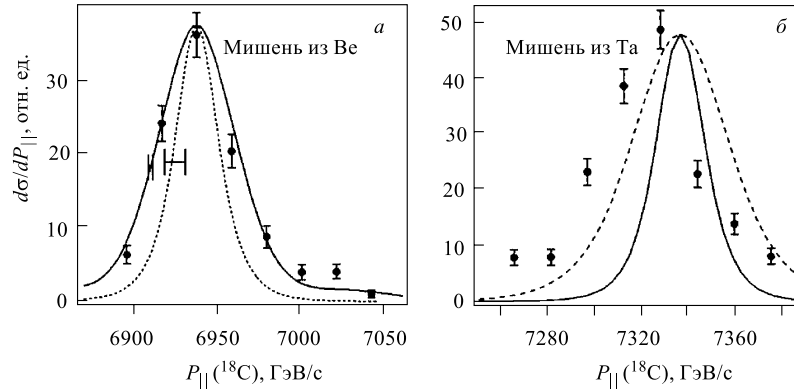


Рис. 6. Распределение продольного импульса ядер  $^{18}\text{C}$ , образованных при развале  $^{19}\text{C}$  [15] на мишенях из Be (а) и Ta (б). а) Точечная кривая соответствует расчету для  $\ell = 0$ ; сплошной кривой представлена сумма  $s$ - и  $d$ -компонент. б) Кривые соответствуют расчету для кулоновского развала: сплошная линия рассчитана для значения  $B_n = 0,16$  МэВ, штриховая — для  $B_n = 0,6$  МэВ

В связи с этими противоречиями в настоящее время невозможно однозначно сделать заключение о структуре  $^{19}\text{C}$ . Между тем малое значение энергии отделения валентного нейтрона позволило предположить наличие гало в  $^{19}\text{C}$ . Таким образом, ядро  $^{19}\text{C}$  является кандидатом на ядро с однеитронным гало. Подтверждение существования гало в  $^{19}\text{C}$  может быть получено лишь путем измерения также других величин, дающих информацию о волновой функции этого ядра. Несколько экспериментов, проведенных в последнее время, указывают на правильность этого предположения — измерение сечения взаимодействия [46], кулоновской диссоциации [18, 73], срыва одного нейтрона [8] и измерение импульсного распределения фрагментов [15, 16, 18, 60, 82].

Впервые экспериментальное указание на существование гало в ядре  $^{19}\text{C}$  было получено в работе [60]. Позже этот эксперимент был повторен с большей точностью [15]. В этих работах измерялось распределение продольного импульса ядер  $^{18}\text{C}$ ,  $^{17}\text{C}$  и  $^{16}\text{C}$ , образующихся в результате развала вторичных пучков  $^{19}\text{C}$ ,  $^{18}\text{C}$  и  $^{17}\text{C}$  на мишенях из Be или Ta (энергия пучка  $^{19}\text{C}$  была 77 и 88 МэВ/А). Результаты представлены на рис. 3 и 6. Ширина распределения в результате развала  $^{19}\text{C}$  (FWHM  $\approx 42$  МэВ/с) оказалась значительно меньше, чем ширины, наблюдаемые в случае развала с испусканием одного нейтрона, ядер  $^{18}\text{C}$  или  $^{17}\text{C}$ . Этот факт был интерпретирован как указание на галообразную структуру  $^{19}\text{C}$ . Что касается спина и четности основного состояния  $^{19}\text{C}$ , то в работе [60] были приведены аргументы в пользу значения  $J^\pi = 1/2^+$  и большого вклада от конфигурации  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$ . Однако в последующей работе [15] было показано, что волновая функция

основного состояния  $^{19}\text{C}$  сложнее, чем просто  $s$ -орбита, спаренная с основным состоянием  $^{18}\text{C}$ . Анализ данных указал на спаривание  $\ell = 0$  состояния валентного нейтрона с  $2^+$ -состоянием ядра-кора  $^{18}\text{C}$ , т.е. на преобладание  $^{18}\text{C}(2^+) \otimes 2s1/2$ -конфигурации. Для лучшего описания данных по развалу в кулоновском поле тяжелой мишени необходимо было использовать значение  $B_n = 0,6$  МэВ (вместо принятого значения  $(160 \pm 110)$  кэВ [54, 81]). Во всех случаях нейтрон гало находился на  $s$ -орбите.

Достаточно противоречивые выводы о структуре ядра  $^{19}\text{C}$  требовали дополнительных исследований. Другой цикл работ был посвящен определению радиуса этого ядра и прежде всего из экспериментов по измерению сечения взаимодействия.

Сечение взаимодействия является экспериментальной величиной, которая дает возможность определить радиус ядерного вещества. Известно, что размер ядра позволяет делать выводы о его галообразной структуре. Одной из первых работ, в которой измерялись полные сечения реакции, была [40]. Несмотря на малую статистику, на основании результатов этого эксперимента были определены среднеквадратичные радиусы распределения ядерного вещества и нейтронов в  $^{19}\text{C}$   $R_{rms}^m = (2,74 \pm 0,96)$  фм и  $R_{rms}^n = (2,82 \pm 1,4)$  фм [41] соответственно. Это экспериментально определенное значение  $R_{rms}^m$  оказалось ниже расчетных значений.

В расчетах [42] предсказывалось, что среднеквадратичный радиус распределения ядерного вещества в  $^{19}\text{C}$  должен быть очень большой ( $\approx 3,55 \div 3,75$  фм). Это свидетельствовало бы о проявлении гало. В хорошем согласии с этим расчетом находится результат работы [43], в которой (в предположении, что спин  $^{19}\text{C}$  равен  $1/2^+$ ) было получено значение  $R_{rms}^m = 3,53_{-0,14}^{+0,45}$  фм. В то же время в ряде других работ было получено значение  $R_{rms}^m = (3,0 \pm 0,1)$  [73],  $\sim 3,15$  [51, 74, 83],  $3,02$  [37] и  $3,07 \div 3,58$  фм [75].

В [50] было показано, что для  $^{19}\text{C}$  можно было ожидать существования нейтронной шубы толщиной  $0,5 \div 0,8$  фм. Разница в значениях радиусов ядерного вещества, полученная в этой работе, для  $^{19}\text{C}$  и  $^{18}\text{C}$  составила  $0,3$  фм.

В то же время для среднеквадратичного радиуса валентного нейтрона  $R_{rms}^v$  или расстояния между ним и ядром-кором  $R_{rms}^{cv}$  были получены значения от  $4,2$  до  $9,2$  [15, 50, 60, 73–75],  $\sim 10$  [43] и  $> 7,04$  фм [42]. Эти оценки позволили сделать вывод о том, что распределение нейтронов в  $^{19}\text{C}$  тянется далеко за пределы ядра-кора  $^{18}\text{C}$  ( $2,93$  фм).

В [43] было предложено считать ядрами с гало те ядра, у которых отношение  $R_{rms}^v/R_{rms}^m$  (core) больше 2. Для ядра  $^{19}\text{C}$  было получено отношение  $3,36$ , на основании чего был сделан вывод: это ядро имеет гало.

Как уже отмечалось, размеры и деформация тяжелых изотопов углерода были рассчитаны в [36]. По сравнению с другими расчетами величина  $R_{rms}^m = 2,95$  фм, полученная в этой работе, ближе к экспериментальному значению. При переходе от  $^{18}\text{C}$  к  $^{19}\text{C}$  разница между  $R_{rms}^n$  и  $R_{rms}^p$  сильно

увеличивается, в то время как деформация уменьшается от  $\beta_n(^{18}\text{C}) \approx 0,54$  до  $\beta_n(^{19}\text{C}) \approx 0,44$ . Авторы интерпретируют эти изменения как указание на существование одонейтронного гало в ядре  $^{19}\text{C}$ . Более того, они считают, что эти два эффекта в некоторой степени компенсируют друг друга, в противном случае толщина нейтронной шубы  $^{19}\text{C}$  была бы больше.

Интересный результат, касающийся структуры  $^{19}\text{C}$ , был получен в работе [73], в которой структура основного состояния  $^{19}\text{C}$  исследовалась в реакции кулоновской диссоциации при энергии  $(67 \pm 8)$  МэВ/А на мишени из Рв. Спектр энергии  $^{19}\text{C}$  характеризовался пиком при очень малой энергии, что можно было ожидать для ядра с гало. При интерпретации спектра использовались разные конфигурации основного состояния  $^{19}\text{C}$  и разные значения энергии связи валентного нейтрона. Полученные в этой работе результаты показаны на рис. 7 вместе с экспериментальными данными. Наилучшее описание данных получалось при преобладающей конфигурации (спектроскопический фактор 0,67)

основного состояния  $^{19}\text{C}$   $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$  и при значении энергии отделения валентного нейтрона  $B_n = 530$  кэВ. Такое же значение  $B_n = (530 \pm 130)$  кэВ было получено и из анализа углового распределения распадающейся системы  $^{18}\text{C}+n$  в системе центра масс. Этот результат очень близок к предсказаниям в рамках оболочечной и микроскопической кластерной моделей [37, 60]. Большая амплитуда  $s$ -волны для валентного нейтрона, малое значение энергии  $B_n$ , а также большие значения  $V(E1)$  и радиуса (см. выше), полученные в этой работе, указывают на возможность существования гало в ядре  $^{19}\text{C}$ .

Галообразная структура  $^{19}\text{C}$  была недавно подтверждена в работе [18] на основании измерений  $\gamma$ -совпадений, дающих сведения о парциальном сечении заселения основного состояния распределения импульса и сечения кулоновской диссоциации. Путем выделения по  $\gamma$ -квантам канала заселения основного состояния было получено узкое импульсное распределение, соответствующее  $s$ -состоянию, что вместе с большим парциальным сечением позволило сделать вывод, что спин и четность основного состояния  $^{19}\text{C}$   $J^\pi = 1/2^+$ . Ширина этого распределения была воспроизведена при условии, что  $^{19}\text{C}$  стабилен по отношению к эмиссии одного нейтрона и

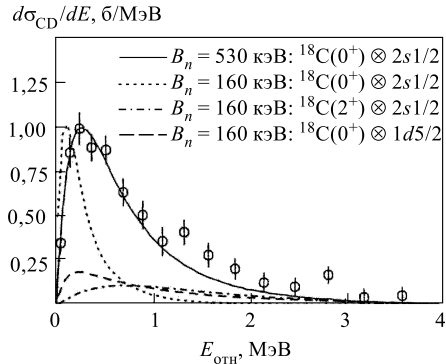


Рис. 7. Сечение кулоновской диссоциации  $^{19}\text{C}$  на мишени из  $^{208}\text{Pb}$  после вычета вклада от ядерной диссоциации на  $^{12}\text{C}$ . Спектр сравнивается с расчетами при разных конфигурациях основного состояния [73]

$B_n = (0,8 \pm 0,3)$  МэВ. С другой стороны, описание инклюзивного импульсного распределения привело к значению  $B_n = (0,65 \pm 0,15)$  МэВ. Измеренное в этой работе сечение инклюзивной реакции  $\text{Au}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C})$  находилось в неплохом согласии с сечением  $\text{Pb}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C} + n)$ -реакции [73], на основании которого было определено значение  $B_n = (0,53 \pm 0,13)$  МэВ. Несмотря на большую погрешность в определении  $B_n = (0,8 \pm 0,3)$  МэВ, это значение, в отличие от  $(0,65 \pm 0,15)$  или  $(0,53 \pm 0,13)$  МэВ, не содержит ошибки от вклада возбужденных состояний. Необходимо отметить, что в [18] предсказанное низколежащее над порогом распада  $^{18}\text{C} + n$  возбужденное состояние в  $^{19}\text{C}$  [55, 76] не наблюдалось.

Сечение срыва одного нейтрона из  $^{19}\text{C}$  при взаимодействии с углеродной мишенью при  $\sim 900$  МэВ/А было измерено в [8] и оказалось равным  $\sigma_{-1n} = (233 \pm 51)$  мб. Это значение примерно в пять раз превышало значения для стабильных ядер [84], значительно больше, чем для соседнего нечетного изотопа  $^{17}\text{C}$  ( $(129 \pm 22)$  мб). Повышение сечения, а также уменьшение ширины импульсного распределения тяжелого фрагмента при продвижении в сторону границы нейтронной стабильности свидетельствуют о наличии гало в ядре  $^{19}\text{C}$ . Данные по  $\sigma_{-1n}$ , вместе с данными по ширине импульсного распределения (FWHM =  $(69 \pm 3)$  МэВ/с) при развале  $^{19}\text{C}$ , полученные в [16], анализировались с целью определения спина/четности основного состояния и оценки энергии отделения валентного нейтрона. Оказалось, что при  $B_n = 260$  кэВ основными конфигурациями являются  $^{18}\text{C}(0^+; \text{g.s.}) \otimes 2s1/2$  и  $^{18}\text{C}(2^+; 1,67) \otimes 1d5/2$  со спектроскопическими факторами 0,41 и 0,52 соответственно. Для основного состояния было получено значение  $J^\pi = 1/2^+$ . Дополнительный анализ сечения отделения одного нейтрона на свинцовой мишени  $\sigma_{-1n} = (1967 \pm 334)$  мб позволил определить пределы  $315 < B_n < 433$  кэВ со средним значением  $B_n = 364$  кэВ.

Экспериментальные данные по сечению взаимодействия [51] позволили авторам также сделать вывод, что основное состояние  $^{19}\text{C}$  имеет галообразную структуру и что оно на 46 % состоит из конфигурации  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$  и на 56 % из конфигурации  $^{18}\text{C}(2^+) \otimes 1d5/2$ , в которой участвует возбужденное  $2^+$ -состояние ядра-кора  $^{18}\text{C}$ . Для анализа тех же экспериментальных сечений в [74] применялась теория Глаубера для нескольких частиц и рассчитывались сечения реакции (в данном случае сравнение сечений взаимодействия и реакции допустимо [85]). Показано, что экспериментальное сечение взаимодействия соответствует значению  $J^\pi = 1/2^+$  для основного состояния ядра  $^{19}\text{C}$  при  $B_n = 0,24$  МэВ и доминирующей нейтронной конфигурации  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$  со спектроскопическим фактором  $\approx 0,80$ .  $J^\pi = 3/2^+$  или  $5/2^+$  как возможные спины и четности основного состояния оказались маловероятными. Однако нужно отметить, что экспериментальные данные можно объяснить и в предположении о чистом  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$ -состоянии и  $B_n \approx 0,5$  МэВ.

Экспериментальное угловое распределение нейтронов из развала  $^{19}\text{C}$  при энергии 30 МэВ/А [82] можно описать узкой и широкой компонентами, при этом  $\text{FWHM}_{\text{узк}} = 42$  МэВ/с, а  $\text{FWHM}_{\text{шир}} \sim 160$  МэВ/с. Последнее значение совпало с шириной распределений для  $^{21}\text{N}$ ,  $^{22}\text{O}$  и  $^{24}\text{F}$ , которые описывались лишь одной широкой компонентой. Результат работы [82] показал, что имеет место развал галообразного ядра, при котором широкая компонента углового распределения обусловлена нейтронами, испущенными при взаимодействии ядра-кора с ядрами мишени (она подобна распределению, полученному в случае развала обычных ядер), тогда как узкая и направленная сильно вперед соответствует слабосвязанным нейтронам гало, которые не принимали участия в столкновении. В этом же эксперименте импульсное распределение нейтронов имело ширину  $(64 \pm 17)$  МэВ/с. Это значение примерно в три раза меньше, чем значения для стабильных ядер, которые предсказываются в модели Гольдхабера [86]. Таким образом, в работе [82] было получено подтверждение существования гало в  $^{19}\text{C}$ .

В [49, 87] был проведен теоретический анализ экспериментальных результатов, полученных в работах [15, 73], в которых изучался развал  $^{19}\text{C}$  в кулоновском поле ядер мишени. Были рассмотрены несколько возможных конфигураций для валентного нейтрона в основном состоянии  $^{19}\text{C}$ :

- (i)  $2s_{1/2}$  связан с  $^{18}\text{C}(0^+)$  на 160, 240 и 530 кэВ;
- (ii)  $2s_{1/2}$  связан с  $^{18}\text{C}(2^+)$  на 1,86 МэВ;
- (iii)  $1d_{5/2}$  связан с  $^{18}\text{C}(0^+)$  на 240 и 530 кэВ.

Сравнение с экспериментальными данными показало, что лучшее согласие с экспериментом получается при значении  $B_n = 530$  кэВ и конфигурации  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s_{1/2}$ . Следует отметить, что расчетная ширина распределения, полученная в этих работах, составляла 40 МэВ/с, что находится в хорошем согласии с экспериментальным результатом  $(41 \pm 3)$  МэВ [15, 18, 60]. В работе был сделан вывод о том, что  $^{19}\text{C}$  в основном состоянии имеет структуру гало.

Существование одонейтронного гало в  $^{19}\text{C}$  следует также из теоретической работы [63], в которой рассчитывалась поверхность потенциальной энергии ядра для всех его возможных (кластер + кор)-конфигураций. При этом наиболее вероятной является конфигурация с минимальной потенциальной энергией. В случае ядра  $^{19}\text{C}$  — это  $(1n + \text{кор})$ -конфигурация, и ядро кора  $^{18}\text{C}$  имеет число нейтронов  $N = 2Z$ .

Особый интерес представляет работа [88], где в рамках глауберовской модели рассматривались данные по сечению взаимодействия в реакции  $^{19}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при энергии 960 МэВ/А [51] и по распределению продольного импульса при энергии 910 МэВ/А [16] и в реакции  $^{19}\text{C} + ^9\text{Be}$  при 88 МэВ/А [15]. Анализ данных показал, что использование  $s$ - или  $d$ -конфигурации либо смешивание  $s$ - и  $d$ -конфигураций не приводит к одновременному хорошему описанию сечения и импульсного распределения. Выход из этого положения был найден путем варьирования размера ядра-кора ( $^{18}\text{C}$ ) изотопа  $^{19}\text{C}$ . Уве-

личение размера ядра-кора на 0,2 фм (по сравнению с размером ядра  $^{18}\text{C}$ ) привело к согласованному описанию экспериментальных данных.

Анализ всех известных данных, сделанный авторами [18], представлен на рис. 8, из которого видно, что энергия отделения одного нейтрона в  $^{19}\text{C}$

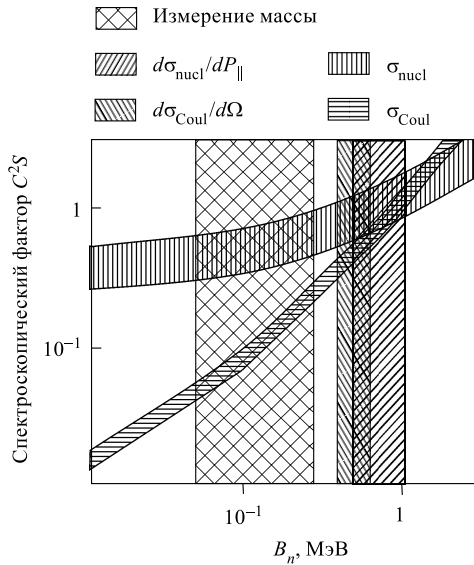


Рис. 8. Возможные области для спектроскопического фактора и энергии отделения одного нейтрона из ядра  $^{19}\text{C}$  [18]. Результаты экспериментов показаны разной штриховкой в зависимости от измеряемых величин. Хорошее согласие с экспериментальными данными получается при  $0,5 < C^2S < 1$  и  $0,5 < B_n < 1$  МэВ

четный изотоп  $^{21}\text{C}$  нестабилен относительно распада с испусканием нейтрона [90, 91]. Однако энергия связи последнего нейтрона в  $^{21}\text{C}$  до настоящего времени так и не была экспериментально определена. По систематике [54]  $^{21}\text{C}$  нестабилен на  $(0,329 \pm 0,542)$  МэВ. Предсказывалось [69], что ядро  $^{22}\text{C}$  является последним связанным изотопом углерода.

Стабильность ядер  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  по отношению к испусканию нуклонов была предсказана разными теоретическими моделями [69, 70]. Расчеты в рамках оболочечной модели [56] дали для основных состояний  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  значения энергии связи, которые отличаются от экспериментальных на 87 и 133 кэВ соответственно [54, 81].

находится в пределах  $B_n = 0,5 \div 1,0$  МэВ, а спектроскопический фактор — в пределах  $0,5 \div 1,0$ .

Таким образом, имеются основания предполагать, что так же, как и  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{C}$  является ядром с однеитронным гало, при этом самым тяжелым известным ядром с однеитронным гало, хотя его галообразная структура менее выражена, чем в  $^{11}\text{Be}$ .

Однако, как следует из приведенных выше данных, остаются открытыми вопросы, касающиеся структуры  $^{19}\text{C}$ , избытка его массы, распределения импульса нейтрона или ядра-кора и полного сечения реакции при разных энергиях.

Будущие эксперименты по уточнению этих характеристик помогут расширить представление о более тяжелых ядрах с нейтронным гало.

**1.6. Изотопы углерода с  $A \geq 20$ .** Последними экспериментально обнаруженными изотопами углерода являются четные изотопы  $^{20}\text{C}$  [89] и  $^{22}\text{C}$  [90]. Не-

Изотоп  $^{20}\text{C}$ , полученный в работе [89], оказался стабильным по отношению к испусканию одного нейтрона на 3,340 МэВ. В теоретической работе [68] предсказывается существование нейтронной шубы в ядре  $^{20}\text{C}$ .

Ядро  $^{21}\text{C}$  рассчитывалось в рамках микроскопической кластерной модели как  $^{20}\text{C} + n$  [37]. Для основного состояния было предсказано  $J^\pi = 1/2^+$  и не исключалось, что оно является стабильным. Предсказывалось также широкое возбужденное  $3/2^+$ -состояние над порогом распада. Являются ли эти результаты правильными, предстоит проверить экспериментально.

В рамках релятивистской теории среднего поля [36] была также предсказана деформация для изотопов  $^{20}\text{C}$  и  $^{21}\text{C}$  и рассчитан их среднеквадратичный радиус распределения ядерного вещества  $R_{rms}^m \sim 3$  фм.

Для  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  в работе [43] были получены значения  $R_{rms}^m$ : для  $^{20}\text{C}$  — 3,56 или 3,1 фм (в зависимости от конфигурации —  $[2s]^2$  или  $[1d]^2$ ), для  $^{22}\text{C}$   $\sim 3,62$  фм. При этом радиус валентных нейтронов обоих изотопов равнялся  $R_{rms}^v \approx 4,4$  фм. В работе [42] были рассчитаны величины  $R_{rms}^m$  для  $^{20}\text{C}$ ,  $^{21}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$ , которые оказались приблизительно равными 3,0, 3,20 и 3,35 фм соответственно. Значение  $\sim 3,0$  фм, полученное для  $^{20}\text{C}$  в этих работах, может свидетельствовать о преимущественной  $[1d]^2$ -конфигурации в этом ядре.

В работе [53] в рамках релятивистской теории среднего поля рассчитывалась цепочка четных изотопов углерода. Для среднеквадратичных радиусов распределения нейтронов  $R_{rms}^n$  и ядерного вещества  $R_{rms}^m$  получены значения: в  $^{20}\text{C} \approx 3,35$  и 3,13 фм, в  $^{22}\text{C}$  — 3,50 и 3,28 фм, и в  $^{24}\text{C}$  — 3,63 и 3,39 фм. Для  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  была предсказана (рис. 2) хорошо выраженная деформация (сплюснутая форма). Для ядра  $^{20}\text{C}$  ( $N = 14$ ), находящегося в середине оболочки, предсказывалась наибольшая деформация:  $\beta_2(^{20}\text{C}) \approx -0,42$ . При переходе к ядру  $^{22}\text{C}$ , имеющему на два нейтрона больше, также была обнаружена деформация, однако меньше, чем для  $^{20}\text{C}$ :  $\beta_2(^{22}\text{C}) \approx -0,33$ . Разница квадрупольных деформаций для нейтронов и протонов ( $\beta_n - \beta_p$ ) для изотопов  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  оказалась отрицательной, при этом для  $^{20}\text{C}$  эта разница больше. Большое отрицательное значение означает, что нейтронная деформация намного больше протонной. Такое поведение нейтронной деформации объяснялось числом нейтронов, соответствующим середине оболочки. Ядро  $^{24}\text{C}$  предсказывается сферическим и  $(\beta_n - \beta_p) \approx 0$ . Авторы объясняют это продвижением к магической оболочке  $N = 20$ .

Тем временем в работе [36] было показано, что самый тяжелый известный изотоп углерода  $^{22}\text{C}$  практически является сферическим ядром. Авторы объясняют этот результат влиянием сферической подоболочки  $N = 16$ . Изотопов углерода с числом нейтронов  $N > 16$  не наблюдалось, они нестабильны. Это связано с тем, что для  $6 \leq Z \leq 10$  при  $N = 16$  появляется новая нейтронная магическая оболочка, действующая на орбитах  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  [32, 92].



Ненаблюдение более тяжелых изотопов углерода в эксперименте [90] позволило авторам сделать вывод о том, что для углерода достигнута граница нейтронной стабильности.

Наконец, также предсказывалось, что  $^{22}\text{C}$  является ядром с двухнейтронным гало [36, 63]. Двухнейтронное гало в  $^{22}\text{C}$  ожидается [63] на основании обнаружения минимума в поверхности потенциальной энергии для конфигурации (кор +  $2n$ ). Таким образом, изотоп  $^{22}\text{C}$  относится к ядрам, кор которых имеет  $N = 2Z + 2$ , что согласуется с классификацией ядер с гало [63].

**1.7. Углеродные «полимеры».** В последнее время возрос интерес к состояниям, образованным из нескольких  $\alpha$ -частиц с добавлением нескольких

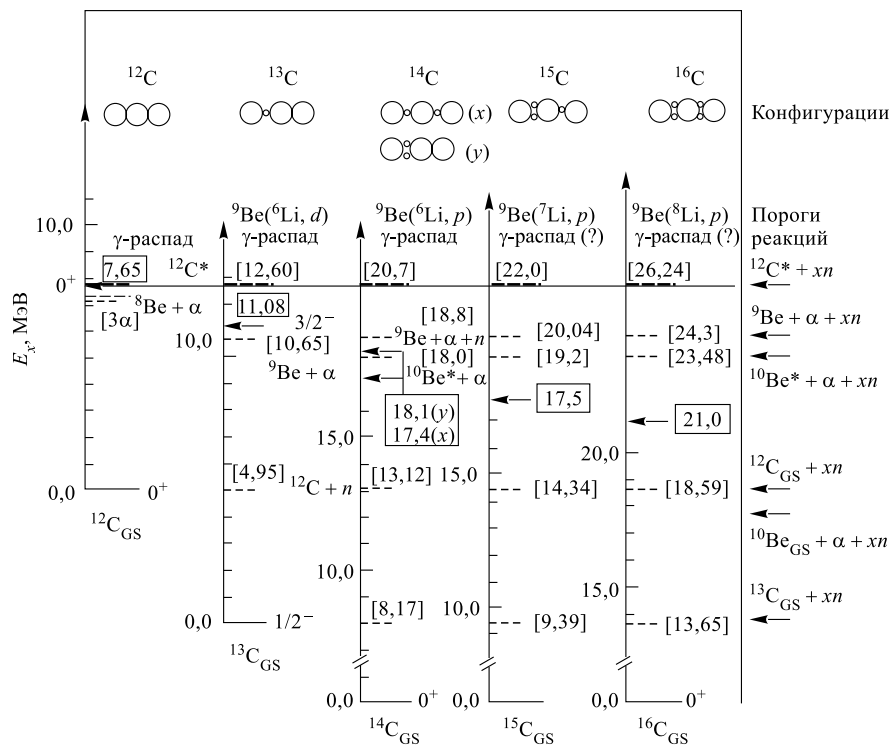


Рис. 9. Диаграмма энергий молекулярных состояний с «цепочечной» структурой (изомеров формы) в изотопах углерода. Энергетическая шкала выбрана по отношению к порогам развала на три  $\alpha$ -частицы +  $x$  нейтронов. Энергия связи для изомерных состояний отсчитывается с этой линии. Изомерные состояния обозначены квадратами [93]

нейтронов. Эти состояния можно представить как молекулы с несколькими центрами, где  $\alpha$ -частицы связаны посредством ковалентных нейтронов (в случае двух  $\alpha$ -частиц они называются даймерами, более двух — полимерами). В этом случае ядра являются сильнодеформированными. Такого рода кластерные состояния ожидаются при энергиях возбуждения вблизи порогов развала на соответствующие подсистемы. Признаком молекулярной структуры служит существование ротационных полос с соответствующим моментом инерции. Альфа-кластерная структура давно установлена в легких ядрах с четным  $N = Z$ .

Состояние  $0_2^+$  при энергии 7,654 МэВ в ядре  $^{12}\text{C}$  считается цепочкой из трех  $\alpha$ -частиц. Это состояние находится лишь на 0,287 МэВ выше порога развала на три  $\alpha$ -частицы. В работах [93] было показано, что в тяжелых изотопах углерода деформированные состояния (полимерные состояния в виде «цепочек») можно построить, добавляя нейтроны в системе  $^{12}\text{C}^* + xn$  (рис. 9). Изотоп  $^{15}\text{C}$  имеет три валентных нейтрона, и изомерная структура основана на даймере  $^{10}\text{Be}^*$  и на валентной связи  $^9\text{Be}$ . Изотоп  $^{16}\text{C}$  в виде «цепочки» основывается на двух валентных связях даймера  $^{10}\text{Be}^*$ . Для  $^{18}\text{C}$  предполагается, что такие состояния с цепочечной структурой построены из  $^{11}\text{Be}^*$  и имеют дважды по три валентных нейтрона в месте ковалентной связи. В  $^{20}\text{C}$  состояния с цепочечной структурой ожидаются на основе возбужденных состояний в  $^{12}\text{Be}$ . Заселение сильнодеформированных структур возможно, если в ядрах мишени или бомбардирующего иона имеют место кластерные образования. Возможным способом распада этих цепочечных состояний является испускание фрагментов  $\text{Be} + \text{He}$ . Аналогично состоянию  $0_2^+$  в ядре  $^{12}\text{C}$  можно ожидать испускания  $\gamma$ -квантов этими состояниями.

## 2. ПРОЯВЛЕНИЕ НОВОГО МАГИЧЕСКОГО ЧИСЛА $N = 16$

Хорошо известно, что магические числа влияют на ядерную структуру. С ними связана оболочечная структура ядер. Практически вся связанная с этим информация исходит из ядер вблизи линии  $\beta$ -стабильности, и оболочечная структура объясняется на основе потенциала гармонического осциллятора со спин-орбитальным расщеплением. Однако с развитием техники получения вторичных пучков из радиоактивных ядер стало возможным расширить область изучаемых ядер в сторону нейтронной линии стабильности. Был обнаружен ряд неожиданных эффектов. Среди других вопрос о магических числах в экзотических ядрах также вызвал интерес. Оказалось, что при больших значениях изоспина в легких ядрах эффекты, связанные с некоторыми магическими числами, ослабевают [28, 29] и даже возникают новые оболочки.

Идентификация нового магического числа стала возможной на основании систематики энергий отделения нейтронов и сечений взаимодействия

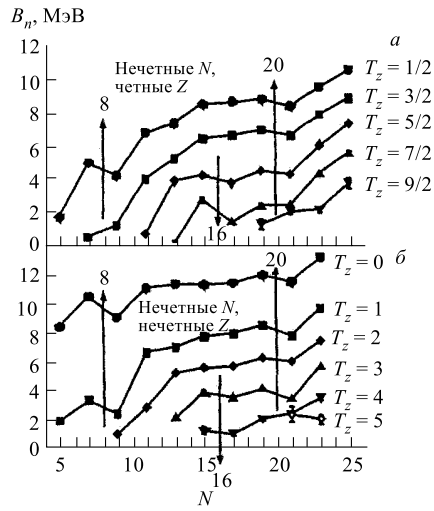


Рис. 10. Зависимость энергии отделения нейтрона ( $B_n$ ) от числа нейтронов ( $N$ ) для ядер с четным  $Z$  и нечетным  $N$  (а), нечетным  $Z$  и нечетным  $N$  (б). Сплошные линии проведены через экспериментальные точки. Сверху вниз расположены кривые с разными  $T_z$  от  $1/2$  до  $9/2$  (а) и от 0 до 5 (б). Магические числа указаны стрелками [32]

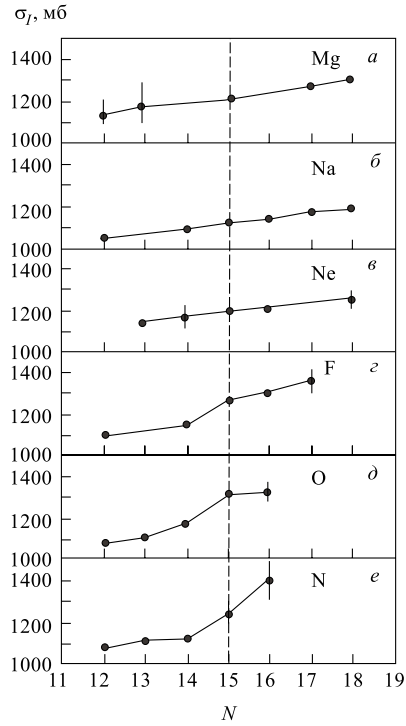


Рис. 11. Зависимость экспериментальных сечений взаимодействия  $\sigma_I$  от числа нейтронов  $N$  для изотопов элементов с  $Z = 7 \div 12$  [32]. Сплошные кривые проведены через экспериментальные точки

ядер [32]. На рис. 10 представлена зависимость энергии отделения нейтрона  $B_n$  от числа нейтронов в ядре. После  $N = 15$  наблюдается изменение:  $B_n$  уменьшается при переходе от  $N = 15$  к  $N = 16$  при больших значениях изоспина, а именно при  $T_z \geq 5/2$  для четно-нечетных и при  $T_z \geq 3$  для нечетно-нечетных ядер. Наличие большого количества экспериментальных данных о сечении взаимодействия ядер  $\sigma_I$  в области  $p$ - $sd$ - и  $sd$ -оболочек позволило построить также систематику, которая представлена на рис. 11. Из рисунка видно, что, начиная с азота и вплоть до фтора,  $\sigma_I$  резко увеличивается при  $N = 15$  (т.е. для ядер с  $T_z \geq 3$ ). Кроме того, были выполнены расчеты с использованием модели Глаубера, которые позволили сделать вывод о том, что при больших значениях  $T_z$  валентный нейтрон с большей вероятностью находится на  $2s_{1/2}$ -орбите. Предложенная одночастичная структура в ядрах

с  $N = 15$  вместе с указанным поведением  $\sigma_I$  и  $B_n$  были объяснены влиянием нового магического числа вблизи линии нейтронной стабильности при  $N = 16$ . Это магическое число, вероятно, является результатом образования гало в соответствующих ядрах.

Полученные результаты явились подтверждением существования магического числа  $N = 16$ , которое было предсказано еще в 1975 г. [92]. В случае замкнутой нейтронной оболочки квадратическое отклонение  $\sigma_n \equiv \left( \langle \hat{N}^2 \rangle - \langle \hat{N} \rangle^2 \right)^{1/2}$  ожидаемого значения  $\langle \hat{N} \rangle$  оператора числа нейтронов  $\hat{N}$  становится равным нулю. Величина  $\sigma_n^2$  является функцией вероятности заселения орбиты  $v_\nu^2$ , т. е.  $\sigma_n^2 = 2 \sum_\nu (2j_\nu + 1)v_\nu^2(1 - v_\nu^2)$ . На рис. 12 показаны результаты расчета: видно, что  $\sigma_n^2$  становится равным нулю для С, N и O именно при  $N = 16$ .

Таким образом, как следует из этих данных, число нейтронов  $N = 16$  является магическим числом, а соответствующие ему ядра являются сферическими. С этими выводами согласуются расчеты, выполненные в рамках оболочечной модели [94], которые указали на большое расстояние ( $\sim 5$  МэВ) между орбитами  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  при  $N = 16$  в этой области ядер.

Необходимо отметить, что  $N = 16$  является прямой линией для элементов С, N и O, когда рассматривается положение нейтронной линии стабильности.

К вопросу о том, как новое магическое число проявляется в характеристиках разных ядер, мы будем возвращаться в следующих разделах.

### 3. ТЯЖЕЛЫЕ ИЗОТОПЫ АЗОТА

Тяжелые изотопы азота расположены в области ядер, где недавно было обнаружено новое магическое число  $N = 16$ , оказывающее существенное влияние на свойства ядер. Хорошо известно, что оболочечная структура является одной из важнейших характеристик ядра.

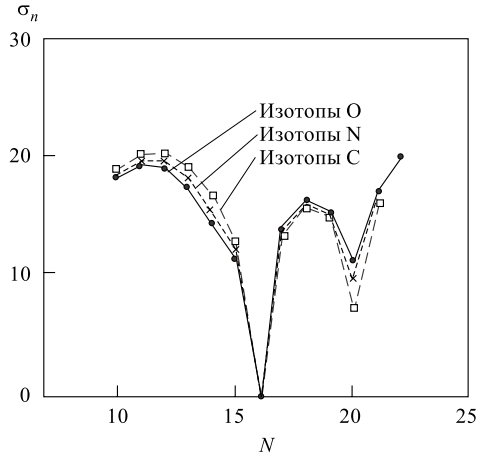


Рис. 12. Квадратическое отклонение  $\sigma_n$  как функция числа нейтронов в ядрах С, N и O [92]

**3.1. Изотопы азота с  $A < 23$ .** В недавней работе [39] достаточно детально обсуждалась структура тяжелых изотопов азота  $^{19}\text{N}$ ,  $^{20}\text{N}$  и  $^{21}\text{N}$ . Все выводы этой работы основаны на измерении распределения продольного импульса ядра-кора после развала пучка этих ядер на мишени из углерода. С увеличением массового числа ширина распределения продольного импульса уменьшается (FWHM меняется от 177 до 149 МэВ/с), а сечение отделения одного нейтрона растет. Отсутствие данных по более тяжелым изотопам не позволяет точно сказать, насколько здесь проявляется замкнутая подоболочка  $N = 14$ . При сравнении расчетов с экспериментом авторы могли предположить для изотопов  $^{19}\text{N}$ ,  $^{20}\text{N}$  и  $^{21}\text{N}$  значения спина  $J^\pi = 1/2^-, 2^-$  и  $1/2^-$  соответственно. Для  $^{20}\text{N}$   $J^\pi = 2^-$ , что было получено также в расчетах основных состояний в рамках модели Хартри–Фока [83]. Расчеты по нерелятивистской теории среднего поля [95] для  $^{21}\text{N}$  предсказали наличие толстой нейтронной шубы у этого ядра.

Измерения сечения взаимодействия и сечений реакций, ведущих к изменению атомного номера, позволили определить среднеквадратичный радиус распределения ядерного вещества в  $^{20}\text{N}$   $R_{rms}^m = (2,77 \pm 0,4)$  фм [96, 97], и разницу между среднеквадратичными радиусами нейтронного и протонного распределений, в результате чего был сделан вывод о существовании в этом ядре нейтронной шубы с толщиной не меньше  $(0,56 \pm 0,29)$  фм. Расчеты основных состояний ядер с  $A = 20$ , в том числе и  $^{20}\text{N}$ , были проведены в работе [98]. Расчеты проводились в рамках релятивистской теории Хартри–Фока–Боголюбова. Полученные таким образом радиусы в пределах ошибок совпали с экспериментальными значениями и также подтвердили наличие нейтронной шубы в ядре  $^{20}\text{N}$ .

Однонейтронное гало в  $^{22}\text{N}$  предсказывалось в рамках релятивистской теории среднего поля [99]. В расчетах среднеквадратичный радиус распределения протонов получился меньше, чем для нейтронов, а среднеквадратичный радиус распределения нейтронов — меньше, чем среднеквадратичный радиус валентных нейтронов.

В работе [63]  $^{22}\text{N}$  также рассматривался как ядро, в котором можно ожидать проявления однонейтронного гало. Идентификация галообразной структуры делалась из соображений, что для этого ядра кор имеет  $N = 2Z$ , а также на основании малой энергии отделения одного нейтрона ( $B_n = 1,222$  МэВ) и расчетов поверхности потенциальной энергии ядра для всех его возможных (кластер + кор)-конфигураций. Было получено, что наиболее вероятной (имеет место минимум потенциальной энергии) является конфигурация  $(1n + \text{кор})$ .

В заключение отметим, что поскольку изотоп  $^{22}\text{N}$  имеет число нейтронов  $N = 15$  ( $T_z = 4$ ), то согласно систематике (рис. 10, 11) в нем уже имеет место влияние магического числа  $N = 16$ . Таким образом, для него можно ожидать проявления галообразной структуры.

**3.2. Изотопы азота с  $A \geq 23$ .** Стабильность изотопа  $^{23}\text{N}$  была впервые экспериментально установлена в работе [91] и подтверждена с большей статистикой в последующей работе [90], в соответствии с теоретическими предсказаниями [100]. В то же время в последнем эксперименте не был наблюден более тяжелый изотоп  $^{24}\text{N}$ .

В реакции фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  при энергии  $\sim 94$  МэВ/А [19] были получены последние нуклонно-стабильные ядра от В до Ne, в том числе и ядра азота. На рис. 13 представлен двумерный спектр идентификации наблюдаемых в эксперименте изотопов различных элементов. Четко идентифицируется изотоп  $^{23}\text{N}$  (7072 события в пике), в то время как для изотопов  $^{24}\text{N}$  и  $^{25}\text{N}$  не обнаружено ни одного события. Вместе с тем из рисунка видно, что в эксперименте наблюдались несколько других изотопов на границе ядерной стабильности ( $^{19}\text{B}$  — 4387 событий,  $^{22}\text{C}$  — 905 событий, несколько событий для  $^{32}\text{Ne}$ ), в том числе новый изотоп  $^{31}\text{F}$  (8 событий). Для оценки возможных выходов изотопов в данной работе была проведена их интерполяция с использованием систематики  $N = 2Z + 4$  от  $^{19}\text{B}$  до  $^{31}\text{F}$ , которая представлена на рис. 14. На основании этой интерполяции можно было ожидать 240 событий, соответствующих образованию  $^{25}\text{N}$ . Ненаблюдение событий, связанных с  $^{24}\text{N}$  и  $^{25}\text{N}$ , позволило сделать вывод о том, что эти ядра нестабильны по отношению к испусканию нейтрона. Таким образом, было подтверждено предсказание [100], что самый тяжелый связанный изотоп азота — это  $^{23}\text{N}$ .

Время жизни и вероятность  $\beta$ -запаздывающей эмиссии нейтронов ядром  $^{23}\text{N}$  измерялись в работе [101]. Время жизни оказалось равным  $(14,5 \pm 1,4)$  мс. Это значение в 2–4 раза меньше расчетного [102]. Вероятность  $\beta$ -запаздывающей эмиссии нейтронов, определенная в этой работе, составила  $(80 \pm 21)\%$ .

Свойства основного состояния ядра  $^{23}\text{N}$  рассчитывались с использованием нелинейной релятивистской теории среднего поля с разными наборами

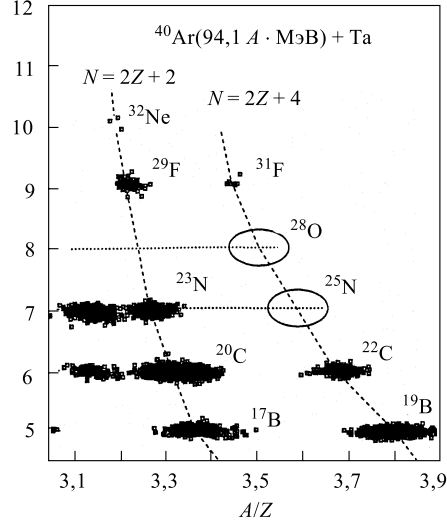


Рис. 13. Спектр выходов изотопов в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ar} + \text{Ta}$  при энергии 94,1 МэВ/А. В случае стабильности  $^{25}\text{N}$  события должны были наблюдаться в соответствующем эллипсе. Пунктиром соединены изотопы с одинаковым числом нейтронов  $N = 2Z + 2$  и  $N = 2Z + 4$  [19]

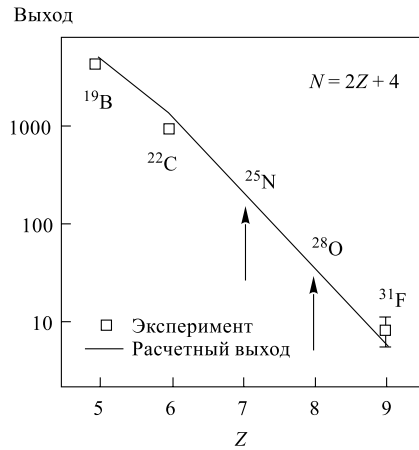


Рис. 14. Выход изотопов с нейтронным числом  $N = 2Z + 4$  в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ag}$  как функция  $Z$ . Кривая — расчетные выходы; стрелками обозначены ожидаемые значения [19]

параметров [95]. При этом предполагалось, что нечетные изотопы азота являются практически сферическими. Расчеты показали, что имеет место протяженное распределение плотности нейтронов, что означает наличие гало для изотопа  $^{23}\text{N}$ . Это согласуется с выводами, сделанными из систематики сечений взаимодействия [32], в соответствии с которой в этом изотопе проявляется магическое число  $N = 16$  (см. рис. 10), возникновение которого связывается с наличием гало.

#### 4. ТЯЖЕЛЫЕ ИЗОТОПЫ КИСЛОРОДА

Нейтронноизбыточные изотопы кислорода располагаются в районе оболочки с числом нейтронов  $N = 20$ . В этой области ядер наблюдались интересные эффекты, приводящие к увеличению энергии связи нейтронов и интерпретируемые как влияние деформации вблизи  $N = 20$ . Было установлено, что равновесной формой ядра может быть не только сферическая, но и несферическая (деформированная), а для некоторых изотопов, особенно вблизи замкнутых оболочек по нейтронам, для которых в оболочечной модели предполагается компактная сферическая конфигурация, возможно сосуществование нескольких равновесных состояний. Так, в работе [103] было показано, что для изотопа  $^{30}\text{Na}$  (недостает одного нейтрона до замкнутой оболочки  $N = 20$ ) совместно со сферической равновесной формой в потенциальной энергии появляется минимум, соответствующий деформированному состоянию с параметром квадрупольной деформации  $\sim 0,35$ . Для изотопа  $^{31}\text{Na}$  с замкнутой оболочкой  $N = 20$  имеются две равновероятные формы — сферическая и деформированная. С дальнейшим заполнением нейтронами основной конфигурацией ядра (например  $^{33}\text{Na}$ ) становится деформированная

форма с параметром квадрупольной деформации, равным  $\sim 0,4$ . Известно, что в несферическом ядерном потенциале происходит снятие вырождения уровней по магнитному квантовому числу. С ростом деформации подуровни с меньшими проекциями спина «погружаются» в зону связанных состояний (отрицательная энергия), тогда как для компонент с большими проекциями спина наблюдается обратная тенденция. Наличие статических деформаций в ядрах с большим  $N/Z$  может привести к формированию новой области изомеров формы ядер. В этом случае сверхтяжелые изотопы, нуклонно-нестабильные в сферическом ядерном потенциале, могут стать стабильными в деформированном состоянии. Расщепление уровней в сильнодеформированных ядрах может привести к появлению области ядер с аномальной четностью в основном состоянии.

Эта ситуация может привести к тому, что для этой области ядер (так называемый «остров инверсии») может отсутствовать сферическая оболочка с  $N = 20$  и существенно измениться стабильность в зависимости от деформации. В связи с этим принципиальным вопросом является стабильность ядер  $^{26}\text{O}$  и  $^{28}\text{O}$  (дважды магического).

Изотоп  $^{24}\text{O}$  — самый тяжелый связанный изотоп кислорода ( $B_{1n} = (3,71 \pm 0,32)$  МэВ и  $B_{2n} = (6,45 \pm 0,31)$  МэВ [54]), который наблюдался экспериментально. То, что  $^{24}\text{O}$  является последним связанным изотопом кислорода, предсказывалось во многих теоретических расчетах (например, [23]). Из систематики энергий отделения одного и двух нейтронов в известных легких ядрах (см. рис. 15), в том числе вблизи магического числа  $N = 20$ , следует, что соседние с кислородом элементы имеют по несколько связанных изотопов, у которых эти энергии меньше, чем у  $^{24}\text{O}$ . В случае кислорода ситуация иная. Изотопы кислорода тяжелее  $^{24}\text{O}$  до сих пор не обнаружены. Нечетные изотопы  $^{25,27}\text{O}$  нестабильны [54] по отношению к испусканию одного нейтрона. В соответствии со всеми модельными предсказаниями изотоп  $^{25}\text{O}$  в эксперименте не наблюдался [21]. Поиску ядер  $^{26}\text{O}$  и  $^{28}\text{O}$  в связанных состояниях

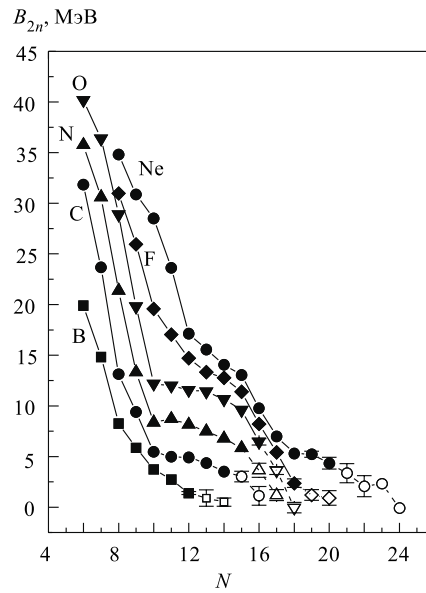


Рис. 15. Энергии отделения двух нейтронов  $B_{2n}$  в известных легких ядрах с  $Z = 5-10$  [54, 81, 104]. Темные значки — экспериментальные значения; светлые — значения, полученные из систематики



посвящено большое число экспериментальных работ и теоретических предсказаний. Все экспериментальные попытки наблюдения связанных  $^{26,28}\text{O}$  не дали положительного результата [19, 21, 105–107].

**4.1. Изотопы кислорода с  $A < 26$ .** Не менее интересна структура и более легких изотопов кислорода с  $A \leq 24$ .

В рамках релятивистской теории среднего поля в работе [99] было предсказано однеитронное гало в  $^{23}\text{O}$ . Расчетный среднеквадратичный радиус распределения протонов получился меньше, чем для нейтронов, а среднеквадратичный радиус распределения нейтронов — меньше, чем среднеквадратичный радиус валентных нейтронов.

В работе [63] также было проведено теоретическое исследование возможности существования гало в нейтроноизбыточных ядрах, в том числе в изотопах  $^{22,23}\text{O}$ . Анализ поверхности потенциальной энергии этих ядер для всех возможных (кластер + кор)-конфигураций показал, что для них конфигурация  $(1n + \text{кор})$  наиболее вероятна. Это могло бы означать, что для этих ядер имеет место однеитронное гало, однако этот вопрос остается открытым, поскольку энергии отделения нейтронов много больше 1 МэВ, что в соответствии с [48] не приводит к появлению гало.

Здесь необходимо отметить, что сечение взаимодействия  $\sigma_I$  (рис. 11) резко увеличивается для  $N = 15$  ( $^{23}\text{O}$ ,  $T_z = 7/2$ ), а энергия отделения нейтрона  $B_n$  уменьшается при переходе от  $N = 15$  к  $N = 16$  (рис. 10). В соответствии с выводами работы [32] о проявлении магического числа  $N = 16$ , что связывалось с существованием гало, в ядре  $^{23}\text{O}$  можно ожидать галообразную структуру.

В работе [39] изучалась структура нечетных изотопов кислорода  $^{21}\text{O}$  и  $^{23}\text{O}$ . Были измерены распределения продольного импульса ядра-кора после развала на мишени из углерода. Ширина распределения продольного импульса для  $^{22}\text{O}$  составила  $(206 \pm 4)$  МэВ/с, тогда как при переходе к  $^{23}\text{O}$  она резко уменьшилась и стала  $\text{FWHM} = (114 \pm 9)$  МэВ/с. При сравнении расчетов с экспериментом авторы получили для изотопов  $^{21}\text{O}$  и  $^{23}\text{O}$  значения спина и четности основных состояний  $J^\pi = 5/2^+$  и  $1/2^+$  соответственно.

Измерение сечения взаимодействия позволило определить среднеквадратичный радиус распределения ядерного вещества в  $^{20}\text{O}$  [96]. Он оказался небольшим (2,69 фм), но это значение не было объяснено ни одним теоретическим расчетом [17, 68, 108–110]. Попытка описать свойства основных состояний ядер с  $A = 20$ , в том числе и  $^{20}\text{O}$ , в рамках релятивистской теории Хартри–Фока–Боголюбова была сделана и в работе [98]. Рассчитанная в этой работе энергия связи хорошо воспроизводит экспериментальное значение, а расчет квадрупольной деформации показал, что  $^{20}\text{O}$  является сферическим ядром. Однако необходимо отметить, что рассчитанный среднеквадратичный радиус распределения ядерного вещества (2,79 фм) оказался выше экспериментального значения (2,69 фм), хотя и согласуется с расчетами других работ

( $2,77 \div 2,83$  фм). Расчетная разница между протонным и нейтронным радиусами для  $^{20}\text{O}$  также не согласовывалась с экспериментом (для остальных изобаров имеется неплохое согласие). В то же время расчет и эксперимент хорошо совпали для протонных радиусов. Противоречие между экспериментом и различными расчетами показывает, что имеется большая неоднозначность в определении свойств этого ядра.

Энергия первого возбужденного  $2^+$ -состояния и приведенная вероятность перехода  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  являются основными величинами для определения коллективных возбуждений ядра. Изучение вероятностей квадрупольных переходов  $B(E2)$  для ряда изотопов кислорода дало возможность оценить изменение относительного вклада валентных нейтронов и ядра-кора (протонов) в эти коллективные переходы с увеличением массы ядра. Иными словами, изотопы кислорода дают прекрасную возможность на основе экспериментально измеренных отношений нейтронных и протонных мультипольных матричных элементов  $M_n/M_p$  проследить изменения, которые происходят в структуре  $2^+$ -состояний с приближением к границе нейтронной стабильности. В случае чисто изоскалярного квадрупольного возбуждения отношение  $M_n/M_p = N/Z$ . Если  $M_n/M_p > N/Z$ , то в нейтроноизбыточных ядрах при низких энергиях имеют место нейтронные частично-дырочные конфигурации, которым не соответствуют протонные, и, следовательно, эти нейтронные конфигурации создают как изоскалярные, так и изовекторные возбуждения.

Продолжением исследований в этом направлении была работа [111], в которой изучалось рассеяние ядра  $^{20}\text{O}$  на протоне, т.е. реакция ( $^{20}\text{O}, p'$ ) при энергии 30 МэВ/А. Рассеяние на протонах дает возможность получить информацию о структуре ядер, в частности, о распределении ядерного вещества в основном состоянии и о плотностях переходов. Были измерены угловые распределения протонов, рассеянных на основном и на первом возбужденном  $2^+$  (1,67 МэВ)-состоянии  $^{20}\text{O}$ . Для  $^{20}\text{O}$  было получено значение  $M_n/M_p = 2,9(4)$ , т.е. значительно выше, чем  $N/Z = 1,5$ , ожидаемое для чистого изоскалярного перехода. Таким образом, изовекторная компонента в возбуждении этого состояния оказалась неожиданно большой. Упругое и неупругое рассеяние для первого возбужденного  $2^+$  (а также для  $3^-$ )-состояния  $^{20}\text{O}$  было измерено в работе [112]. Эти данные сравнивались с данными для  $^{18}\text{O}$ . При нормировке расчетных и экспериментальных неупругих распределений были установлены мультипольные параметры деформации  $\beta_2 = 0,37 \pm 0,03$  и  $\beta_3 = 0,34 \pm 0,05$  для  $^{18}\text{O}$  и  $\beta_2 = 0,55 \pm 0,06$  и  $\beta_3 = 0,35 \pm 0,05$  для  $^{20}\text{O}$ . Значения  $\beta_3$  оказались практически одинаковыми для этих двух ядер, в то время как  $\beta_2$  для  $^{20}\text{O}$ , которое согласуется с данными ( $\beta_2 \approx 0,5$ ) [111], оказалось гораздо выше. Был проведен также микроскопический анализ данных. Расчет плотностей показал, что на ядерной поверхности имеет место большой вклад от нейтронов, при этом он больше для  $^{20}\text{O}$ . Кроме того, были вычислены приведенные вероятности переходов, которые для  $^{20}\text{O}$

составили  $B(E2) = 25 e^2 \cdot \text{фм}^4$  (это значение хорошо согласуется с экспериментом  $(28,1 \pm 2) e^2 \cdot \text{фм}^4$  [113]) и  $B(E3) = 882 e^2 \cdot \text{фм}^6$ . Экспериментальные значения для  $M_n/M_p = 3,25 \pm 0,80$  для  $^{20}\text{O}$  согласовывались с данными [111]. Таким образом, подтвердился изовекторный характер  $2^+$ -состояния в  $^{20}\text{O}$  и важная роль нейтронов в возбуждении.

Результат этих двух экспериментов вместе с результатами других работ показал, что отношение  $M_n/M_p$  растет с массой изотопа, т. е. меняется природа возбуждения ядра с ростом числа валентных нейтронов. Иными словами, меняется относительный вклад взаимодействия валентных нейтронов с протонами и с нейтронами ядра-кора. Это может быть в том случае, если взаимодействие валентных нейтронов с нейтронами ядра-кора сильнее в  $^{20}\text{O}$ , чем в  $^{18}\text{O}$ , или взаимодействие валентных нейтронов с протонами ядра-кора становится слабее с увеличением массы ядра. Подтверждение этому можно получить лишь в экспериментах с более тяжелыми изотопами кислорода.

В связи с этим в [112, 114] была сделана попытка предсказать свойства более тяжелых изотопов кислорода  $^{22,24}\text{O}$ . Расчет показал, что в то время как протонные радиусы остаются почти постоянными ( $\sim 2,7$  фм) для всех четных изотопов от  $^{18}\text{O}$  до  $^{24}\text{O}$ , нейтронные радиусы с увеличением массы сильно растут, что указывает на наличие нейтронной шубы. Так, например, разница между среднеквадратичными нейтронными и протонными радиусами равняется 0,24, 0,33 и 0,43 фм для  $^{20,22,24}\text{O}$  соответственно. Для  $^{22,24}\text{O}$  были предсказаны и значения  $M_n/M_p$ , которые намного превышают соответствующие отношения  $N/Z$ : для первого  $2^+$ -состояния  $M_n/M_p = 3,27$  и  $4,17$ , а для состояния  $3^-$  —  $2,18$  и  $3,92$  соответственно для двух изотопов. Большие значения  $M_n/M_p$  являются признаком того, что в ядре образуется и играет важную роль нейтронная шуба. Кроме того, для  $^{22,24}\text{O}$  были рассчитаны приведенные вероятности  $B(E2) = 18$  и  $10 e^2 \cdot \text{фм}^4$  (которые оказались меньше, чем значения для  $^{20}\text{O}$ ), а также значения  $B(E3)$ , равные  $878$  и  $553 e^2 \cdot \text{фм}^6$  соответственно. Описание возбуждения в рамках частично-дырочных конфигураций показало, что конфигурация  $(1d5/2^{-1}, 2s1/2)_\nu$ , которая соответствует подоболочке при  $N = 14$ , имеет наибольший вклад (90%) в случае возбуждения  $2^+$ -состояния в  $^{18,20,22}\text{O}$ . В случае  $^{24}\text{O}$  такой же большой вклад имеет конфигурация  $(2s1/2^{-1}, 1d3/2)_\nu$ , которая соответствует большему расстоянию между орбитами при  $N = 16$ . Иными словами, уменьшение  $B(E2)$  при переходе от  $^{20}\text{O}$  к  $^{22}\text{O}$  и  $^{24}\text{O}$  указывает на влияние замкнутых подоболочек  $N = 14$  и  $N = 16$ , а уменьшение  $B(E2)$  при переходе от  $^{22}\text{O}$  к  $^{24}\text{O}$  означает, что интервал при  $N = 16$  больше, чем при  $N = 14$ . С другой стороны, анализ подтвердил, что конфигурация  $(1p1/2^{-1}, 1d5/2)_\pi$  дает большой вклад в возбуждение  $3^-$ -состояния во всех изотопах кислорода. Таким образом, величина  $B(E3)$  прямо отражает влияние замкнутой оболочки  $Z = 8$ . Уменьшение  $B(E3)$  в случае  $^{24}\text{O}$  указывает на то, что влияние этой замкнутой оболочки значительно сильнее вблизи границы нейтронной стабильности.

Получение вторичного пучка  $^{22}\text{O}$  дало возможность экспериментально проследить эволюцию оболочечной структуры вблизи нейтронной линии стабильности и проверить теоретические предсказания [115–119].

Новая спектроскопическая информация для ядра  $^{22}\text{O}$  представлена в работах [115, 116, 118]. Изотоп  $^{22}\text{O}$  с достаточно высокой энергией возбуждения получался в реакции фрагментации первичного пучка  $^{36}\text{S}$ . Впоследствии измерялся его  $\gamma$ -распад на лету. В спектре  $\gamma$ -лучей наблюдался пик с энергией 3,19 МэВ, который был приписан переходу  $2^+ \rightarrow 0^+$ . Таким образом, для изотопов кислорода энергии  $2^+$ -состояний определены до изотопа с числом нейтронов  $N = 14$ . Наблюдался и  $\gamma$ -переход с энергией 1,37 МэВ. Если предположить, что он идет с уровня, у которого  $J^\pi = 4^+$ , то значение  $E(4^+) = 4,56$  МэВ. В таком случае отношение  $E(4^+)/E(2^+)$  близко к характерному для некоторых магических ядер, таких как  $^{16}\text{O}$ .

Эксперимент [119] по неупругому рассеянию радиоактивного пучка  $^{22}\text{O}$  на мишени из  $^{197}\text{Au}$  при энергии 55,6 МэВ/А, который был предпринят с целью получения информации о первом  $2^+$ -возбужденном состоянии ядра  $^{22}\text{O}$ , показал, что высокой энергии первого  $2^+$ -состояния, обнаруженного ранее в [115], соответствует низкое значение приведенной вероятности  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ . Важным результатом работы [119] явился и тот факт, что экспериментальные данные для изотопа  $^{22}\text{O}$  были объяснены с использованием стандартной  $sd$ -оболочечной модели с эффективным взаимодействием, полученным для ядер на (или вблизи) линии стабильности.

На рис. 16 представлены энергии  $2^+$ -уровней и значения  $B(E2)$  для четно-четных нейтроноизбыточных изотопов кислорода с числом нейтронов  $N > 6$ . Видно, что при  $N = 14$  (для ядра  $^{22}\text{O}$ ) происходит резкое увеличение энергии  $2^+$ -уровня:  $E(2^+) = 3,19$  МэВ, что значительно выше, чем в  $^{18}\text{O}$

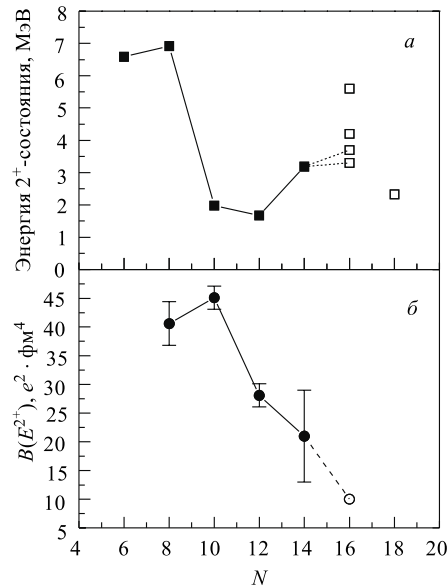


Рис. 16. Энергии  $2^+$ -состояний (а) и значения  $B(E2)$  (б) четно-четных изотопов кислорода с  $N > 6$ . Экспериментальные данные (темные значки) взяты из работ [34, 113, 115, 116, 118, 119]; расчетные значения (светлые значки) — из работ [17, 24, 71, 112]; пунктиром обозначены возможные величины энергии  $2^+$ -состояния в  $^{24}\text{O}$  из интерпретации экспериментальной информации о возбужденных состояниях  $^{23,25}\text{F}$  [116, 118]

(1,9821 МэВ) и  $^{20}\text{O}$  (1,6737 МэВ), для которых  $N = 10-12$  соответственно. Это дает указание на изменение оболочечной структуры с приближением к границе стабильности, что подтверждается также значением  $B(E2)$ , которое в случае  $^{22}\text{O}$  ниже, чем в соседних, более легких ядрах. Такое поведение  $E(2^+)$  и  $B(E2)$  объясняется тем, что в результате заполнения  $d5/2$ -орбиты в ядре  $^{22}\text{O}$  проявляется сферический оболочечный эффект при  $N = 14$ , который является следствием энергетического расщепления между  $d5/2$  и  $d3/2$  спин-орбитальными партнерами, а также зависит от расстояния между нейтронными орбитами  $1d5/2$  и  $2s1/2$  (интервал между ними увеличивается).

Что касается ядра  $^{24}\text{O}$ , то теоретические расчеты предсказывают (рис. 16) для него большое значение энергии  $E(2^+)$ , в пределах  $4,0 \div 5,5$  МэВ, и малое значение  $B(E2)$  [17, 24]. Это может быть указанием на то, что в результате заполнения  $s1/2$ -нейтронной орбиты при  $N = 16$  сильно проявляется оболочечный эффект в соответствии с предположением авторов работы [32]. Надо заметить, что рост  $E(2^+)$  наблюдается и для изотопов Ne и Mg (см. разд. 5). Это вместе с нестабильностью изотопов  $^{26,28}\text{O}$  может быть признаком того, что уже в изотопах кислорода начинает ослабевать оболочка  $N = 20$ . Для подтверждения этого предположения требуется экспериментальное определение энергии перехода  $2^+ \rightarrow 0^+$  в ядре  $^{24}\text{O}$ . При интерпретации недавно полученной экспериментальной информации (см. разд. 4) о возбужденных состояниях  $^{23,25}\text{F}$  [116, 118] было сделано предположение, что первое возбужденное  $2^+$ -состояние  $^{24}\text{O}$  находится при энергии  $\sim 3,5$  МэВ, в этом случае это ядро не деформировано.

**4.2. Изотопы кислорода с  $A \geq 26$ .** Свойствам основных состояний тяжелых изотопов кислорода ( $A > 24$ ) посвящен ряд теоретических работ [12, 17, 120–123]. Однако все теоретические расчеты для этих ядер достаточно неоднозначны.

В некоторых работах рассматривался вопрос о существовании нейтронного гало в тяжелых изотопах кислорода (например, [11, 12, 17, 121]). В работе [12] были получены значительные размеры ядер для  $2s1/2$ - и  $1d3/2$ -нейтронных одночастичных состояний, и в рамках релятивистской теории среднего поля авторы предложили галообразную мультинейтронную структуру для тяжелых изотопов кислорода  $^{24,26,28}\text{O}$ . Большие радиусы были получены для  $sd$ -одночастичных состояний и в работе [17]. Однако большой орбитальный угловой момент состояния  $1d3/2$  противоречит условию образования гало. С другой стороны, в результате расчетов в рамках модели Хартри–Фока авторы работы [17] пришли к выводу о более вероятном формировании в  $^{24,26,28}\text{O}$  нейтронной шубы, а не гало. Отметим, что в [11] для  $^{28}\text{O}$  предполагается существование нейтронной шубы с радиусом 2,1 фм.

В связи с изменением влияния оболочечных эффектов вокруг магического числа  $N = 20$  повысился интерес к предсказаниям стабильности изотопов  $^{26}\text{O}$  и  $^{28}\text{O}$ .

Большинство работ предсказывает, что ядро  $^{26}\text{O}$  стабильно по отношению к испусканию двух нейтронов с  $B_{2n} \sim 0,6 \div 2,5$  МэВ [12, 17, 100, 124–126]. Из систематики [54] следует, что он не связан и  $B_{2n} = -50$  кэВ. В работе [21] было получено путем экстраполяции, что  $B_{2n} = -0,01$  МэВ, в то время как энергия связи одного нейтрона  $B_{1n} = 0,69$  МэВ. Проведенные недавно расчеты [24] привели к значению  $B_{2n}$ , варьируемому в пределах от  $-80$  кэВ до 1 МэВ. В работе [105] подчеркивалось, что предсказания в рамках оболочечной модели о стабильности  $^{26}\text{O}$  зависят от подхода, используемого в расчетах.

Было проведено несколько экспериментов по поиску  $^{26}\text{O}$  [21, 105, 106].

В работе [21] в реакции фрагментации  $^{48}\text{Ca}$  с энергией 44 МэВ/А на мишени из Та можно было ожидать около 30 событий, соответствующих образованию  $^{26}\text{O}$  (см. рис. 17). Однако ни одного события авторы не наблюдали, что свидетельствует о нуклонной нестабильности  $^{26}\text{O}$ .

Поиск ядра  $^{26}\text{O}$  проводился также среди продуктов фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  при энергии 90 МэВ/А [105]. На основании измеренных сечений известных изотопов

кислорода в этом эксперименте ожидалось, в случае стабильности ядра  $^{26}\text{O}$ , получить его в количестве  $400 \div 800$ . Однако  $^{26}\text{O}$  и в этом эксперименте также не наблюдался. Верхний предел сечения образования ядра  $^{26}\text{O}$  был определен равным 7 пб, а время жизни с учетом длины пролетной базы меньше, чем 188 нс. Полученный в этом эксперименте результат еще раз подтвердил нестабильность ядра  $^{26}\text{O}$ .

Недавно нуклонная нестабильность  $^{26}\text{O}$  была подтверждена в работе [106] при фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  с энергией  $\approx 1$  ГэВ/А. На рис. 18 показан выход нейтроноизбыточных изотопов  $^{17}\text{B}$ ,  $^{20}\text{C}$ ,  $^{23}\text{N}$  (2600 событий) и  $^{29}\text{F}$  (15 событий). В месте, где ожидалось события, соответствующие  $^{26}\text{O}$ , наблюдалось лишь несколько событий, которые можно было приписать «хвосту» распределения  $^{23}\text{N}$ , в то время как число событий, принадлежащих  $^{26}\text{O}$ , если он стабилен, ожидалось примерно в 7 раз больше, чем для  $^{29}\text{F}$ . Это несоответствие явилось свидетельством нестабильности  $^{26}\text{O}$ . Оценки показали, что время жизни  $^{26}\text{O}$  меньше, чем 140 нс.

Дважды магическое ядро  $^{28}\text{O}$  предсказывается нестабильным относительно распада с испусканием двух нейтронов с  $B_{2n} \approx -(0,1 \div 2,0)$  МэВ: например, по некоторым формулам масс [100], а также согласно авторам [17]

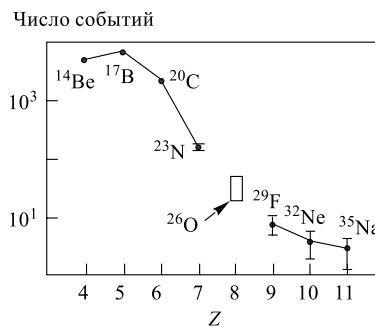


Рис. 17. Выход изотопов с числом нейтронов  $N = 2Z + 2$  в реакции фрагментации  $^{48}\text{Ca}$  с энергией 44 МэВ/А на мишени из Та. Прямоугольником указан ожидаемый выход  $^{26}\text{O}$  [21]

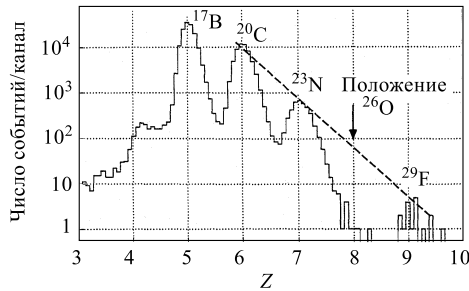


Рис. 18. Выход изотопов  $^{20}\text{C}$ ,  $^{23}\text{N}$  и  $^{29}\text{F}$  в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ag}$  с энергией  $\sim 1$  ГэВ/А. Место, где ожидается  $^{26}\text{O}$ , указано стрелкой [106]

(в рамках оболочечной модели), [21, 24, 125, 127] и [121] (в *sd*-конфигурационном пространстве). В то же время уточненные параметры для массовых формул Гарви–Келсона [124], расчет в рамках модели Хартри–Фока с учетом деформации [17] и расчеты, проведенные в работах [128, 121] (конфигурационное пространство, включающее *fp*-оболочку), а также [12, 122] предсказывают его стабильность с энергией связи  $0,2 \div 3,0$  МэВ. Здесь необходимо

иметь в виду, что предсказания в модели Хартри–Фока существенно зависят от применяемых взаимодействий. Расчет в рамках релятивистской теории среднего поля [129] показал, что  $^{28}\text{O}$  более стабилен, чем  $^{26}\text{O}$ .

Несмотря на противоречивые предсказания в последние несколько лет были предприняты эксперименты по обнаружению ядра  $^{28}\text{O}$  в стабильном состоянии [19, 107].

В работе [107] для получения  $^{28}\text{O}$  использовалась реакция фрагментации экзотического пучка  $^{36}\text{S}$  при энергии 78 МэВ/А на мишени из Та. Экстраполяция по зависимости выхода различных ядер от числа оторванных от ядра-снаряда ( $^{36}\text{S}$ ) протонов показала, что можно было ожидать 11 событий. В течение эксперимента событий, относящихся к  $^{28}\text{O}$ , обнаружено не было, что свидетельствовало, по заключению авторов работы, о нестабильности ядра  $^{28}\text{O}$ . Ядро  $^{26}\text{O}$  также не наблюдалось. Верхние границы сечения образования изотопов  $^{26}\text{O}$  и  $^{28}\text{O}$  в этой работе составили 0,7 и 0,2 пб соответственно. Сечение для  $^{28}\text{O}$  оказалось почти на порядок меньше ожидаемого из систематики.

В работе [19] в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ag}$  при энергии  $\sim 94$  МэВ/А также не наблюдались изотопы  $^{25,26,27,28}\text{O}$  (см. рис. 13). В этом эксперименте наблюдался изотоп  $^{22}\text{C}$  (зарегистрировано 905 событий), а также (рис. 13) новый сильнонейтроноизбыточный изотоп  $^{31}\text{F}$  (8 событий) с сечением образования  $(0,15 \pm 0,06)$  пб. В то же время в месте, где ожидался  $^{28}\text{O}$ , не было ни одного события. Ненаблюдение данного изотопа само по себе не является однозначным доказательством, что он нестабилен. Поэтому была проведена интерполяция выходов изотопов с  $N = 2Z + 4$ , которая представлена на рис. 14. Из этой интерполяции следует, что для  $^{28}\text{O}$  можно было ожидать 37 событий. В результате была определена лишь верхняя граница сечения образования изотопа  $^{28}\text{O}$  — 0,02 пб, т. е. на порядок ниже границы сечения, определенного в [107]. Этот результат дает достаточно веские основания полагать, что  $^{28}\text{O}$  является несвязанным ядром.

Предсказание положения границы нуклонной стабильности зависит от значений эффективных одночастичных энергий орбиты, занимаемой нейтронами (энергии отделения одного нейтрона с этой орбиты) [17, 24, 94, 105, 130]. В качестве примера на рис. 19 для изотопов кислорода представлена зависимость значений эффективных одночастичных энергий от числа нейтронов  $N$  в ядре [94, 130]. Расчеты проводились в рамках оболочечной модели Монте-Карло в  $sd$ - и нижнем  $pf$ -пространстве. Видно, что имеют место два широких интервала — при  $N = 14$  (между орбитами  $1d5/2$  и  $2s1/2$ ) и  $N = 16$  (между орбитами  $2s1/2$  и  $1d3/2$ ). Это находится в согласии с выводами, которые были сделаны в работе [32]; в этой области ядер появляется новое магическое число  $N = 16$ . Такая возможность, как уже отмечалось, предполагалась также в работе [112]. Этот вывод имеет важное значение и позволяет по-другому взглянуть на стабильность наиболее тяжелых изотопов кислорода. Нуклоны заполняют последовательно орбиты  $1d5/2$ ,  $2s1/2$  и  $1d3/2$ . Для изотопов с  $N$  между 8 и 14 нейтроны заполняют  $1d5/2$ -орбиту, которая, как видно из рисунка, связана на  $4 \div 7$  МэВ. В изотопах с  $N = 15$  и  $N = 16$  нейтроны расположены на  $2s1/2$ -орбите (при  $N = 16$  имеет место большое расстояние между орбитами  $2s1/2$  и  $1d3/2$ ), которая все еще связана, хотя и менее, чем  $1d5/2$ -орбита. С увеличением числа нейтронов ( $17 \leq N \leq 20$ ) начинает заполняться  $1d3/2$ -орбита, и так как в изотопах кислорода она оказывается несвязанной (положительные значения эффективных одночастичных энергий), сильнонейтроноизбыточные изотопы, в том числе и  $^{28}\text{O}$ , нестабильны. Однако необходимо отметить, что значения эффективных одночастичных энергий  $1d3/2$ -орбиты зависят от модели, в которой они рассчитываются (см., например, [17]), что делает проблематичным предсказание стабильности нейтроноизбыточных ядер кислорода тяжелее  $^{24}\text{O}$  ( $N = 16$ ). При  $N > 20$  нейтроны должны переходить в область  $pf$ -конфигурационного пространства, где орбиты не связаны. Поэтому изотопы кислорода с  $N > 20$ , очевидно, нестабильны.

Нуклонная нестабильность  $^{28}\text{O}$  означает, что вдали от долины стабильности магическая оболочка  $N = 20$  утрачивает свое влияние на свойства ядер с  $Z = 8$ . Очевидно, экспериментально обнаруженная нестабильность  $^{28}\text{O}$  явля-

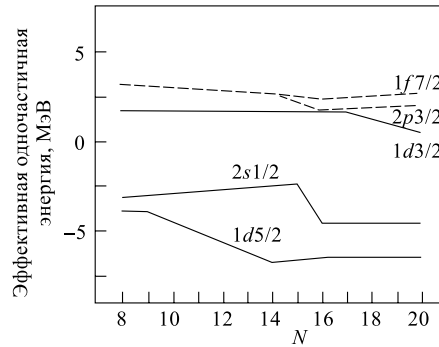


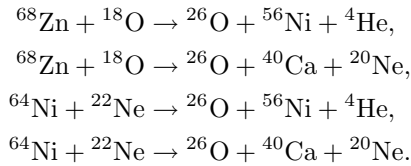
Рис. 19. Эффективные одночастичные энергии в изотопах кислорода как функции числа нейтронов, рассчитанные в рамках MCSM (оболочечная модель Монте-Карло) [94, 130]



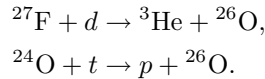
ется сильным критерием оценки состоятельности различных теоретических моделей.

Расчеты в рамках разных моделей велись для определения не только характеристик основных, но и возбужденных состояний тяжелых четно-четных изотопов кислорода. Такая информация представлена на рис. 16. Практически все модели согласуются с известными экспериментальными значениями энергии  $2^+$ -состояний. Эти состояния оказываются первыми возбужденными состояниями для всех тяжелых изотопов кислорода за исключением  $^{28}\text{O}$ , для которого расчет в рамках оболочечной модели [17] предсказывает  $J^\pi = 3^-$  для первого возбужденного состояния.

Между тем вопрос о стабильности  $^{26}\text{O}$  и  $^{28}\text{O}$  является настолько принципиальным для понимания свойств ядер у границ нуклонной стабильности и влияния на это оболочек, что, несомненно, их экспериментальное исследование должно быть продолжено с использованием других методов, в частности, метода недостающих масс, успешно использованного для получения информации о структуре нуклонно-нестабильных нейтроноизбыточных ядер легчайших элементов ( $^6\text{H}$ ,  $^{10}\text{He}$ ,  $^{10}\text{Li}$ ,  $^{13}\text{Be}$  и др.) Особенностью этого метода, как известно, является возможность измерения энергетического спектра ядра, сопряженного исследуемому нестабильному ядру. Однако для тяжелых изотопов элементов тяжелее бериллия трудно подобрать такую комбинацию мишень–бомбардирующая частица, чтобы ядро, сопряженное искомому ядру, было также стабильным и обладало относительно высоко расположенными ( $E > 2$  МэВ) первыми возбужденными уровнями. Таким условиям в принципе могут удовлетворять трехтелные реакции с образованием в выходном канале двух магических ядер и исследуемого нестабильного ядра. Приведены несколько таких реакций, которые могут использоваться для исследования структуры ядра  $^{26}\text{O}$ :



Другой подход основан на использовании вторичных радиоактивных пучков. Примером таких реакций могут служить реакции с пучками  $^{27}\text{F}$  или  $^{24}\text{O}$ :



Нам кажется, что дальнейшее исследование ядер у границ нуклонной стабильности связано именно с такой возможностью изучения их свойств по сопряженным продуктам.

В заключение этого раздела хотелось бы подчеркнуть следующее.

1. Из всего вышесказанного следует, что граница нуклонной стабильности в случае кислорода остается там, где она предсказывается для сферических ядер.

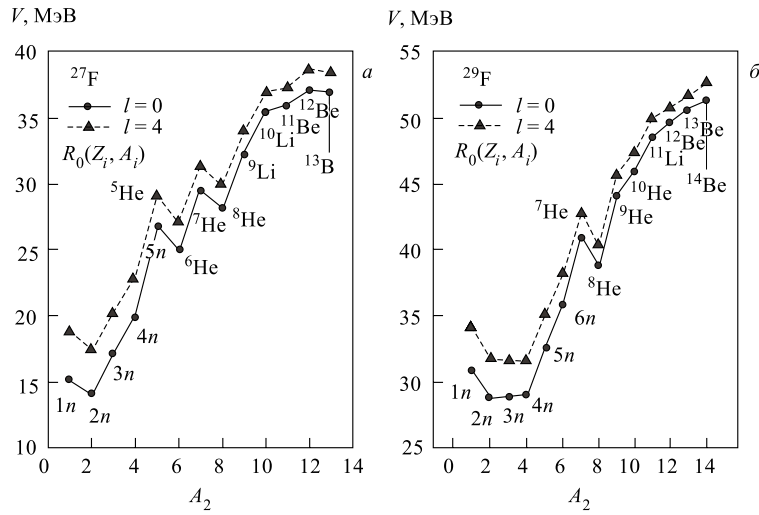
2. Ядро  $^{28}\text{O}$  является нестабильным, несмотря на то, что соседнее ядро  $^{29}\text{F}$ , у которого такое же число нейтронов ( $N = 20$ ), стабильно. Можно предположить, что в данном случае, когда число нейтронов одно и то же, а число протонов отличается на единицу, деформация или протон-нейтронное взаимодействие играют более важную роль для стабилизации  $^{29}\text{F}$ , чем оболочечные эффекты. Эта ситуация похожа на ту, что имеет место для ядер  $^{10}\text{He}$  и  $^{11}\text{Li}$ , где наличие дополнительного протона стабилизирует ядро  $^{11}\text{Li}$ .

## 5. НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ ФТОРА С $A \geq 23$

До недавнего времени считалось, что с наблюдением изотопа  $^{29}\text{F}$  была достигнута граница нуклонной стабильности для элемента с атомным номером  $Z = 9$ . Однако в 1999 г. был обнаружен самый тяжелый нуклонно-стабильный изотоп фтора  $^{31}\text{F}$  [19]. При этом изотоп  $^{30}\text{F}$  оказался нестабильным по отношению к эмиссии нейтрона.

Теоретические расчеты свойств основных состояний ядер  $^{25,27,29}\text{F}$  в рамках нелинейной релятивистской теории среднего поля с разными наборами параметров [95] показали, что с увеличением числа нейтронов среднеквадратичный радиус распределения нейтронов в этих изотопах растет. Вместе с протяженным распределением плотности нейтронов для изотопов  $^{25,27,29}\text{F}$  это означало наличие гало.

В работе [63] анализировались поверхности потенциальной энергии ядер  $^{24,26}\text{F}$  и  $^{27,29}\text{F}$  для всех возможных (кластер + кор)-конфигураций. Поскольку для  $^{24,26}\text{F}$  минимум потенциальной энергии находится при конфигурации  $(1n + \text{кор})$ , т. е. вероятность такой конфигурации больше, то можно было ожидать проявления однейтронного гало для этих двух ядер. Несмотря на это нам кажется, что большое значение энергии отделения одного нейтрона  $B_n(^{24}\text{F}) = 3,857$  МэВ ставит под сомнение существование гало в случае  $^{24}\text{F}$ . Тем более что в соответствии с [48] галообразных состояний в  $^{24}\text{F}$  не ожидается. В связи с этим отметим, что систематика [32] энергий отделения нейтрона (рис. 10) и сечений взаимодействия ряда изотопов фтора (рис. 11) показала, что  $B_n$  уменьшается при переходе от  $N = 15$  к  $N = 16$ , а сечение резко поднимается при  $N = 15$  ( $^{24}\text{F}$ ,  $T_z = 3$ ). Если учесть, что это свидетельствует о проявлении при большом нейтронном избытке магического числа  $N = 16$  и что причиной этого может быть существование гало, то в принципе можно ожидать существования галообразной структуры в  $^{24}\text{F}$ .

Рис. 20. Потенциальные энергии для  $^{27}\text{F}$  (а) и  $^{29}\text{F}$  (б) [63]

На основании минимума потенциальной энергии, а также в связи с критерием, введенным для ядер кора  $N = 2Z - 2$ , изотоп  $^{27}\text{F}$  можно было отнести к ядрам с двухнейтронным гало [63]. Однако в этом случае  $B_n < B_{2n}$ . Наоборот, в случае изотопа  $^{29}\text{F}$  (ядро кора имеет  $N = 2Z$ ) значение  $B_{2n}(^{29}\text{F}) = 0,897$  МэВ ( $B_{2n} < B_n$ ) поддерживает предположение о наличии в нем двухнейтронного гало. В то же время минимум потенциальной энергии для конфигурации  $(2n + \text{кор})$  находится почти на той же глубине, что и для конфигураций  $(3n + \text{кор})$  и  $(4n + \text{кор})$  (рис. 20). Это может означать, что ядро  $^{29}\text{F}$  является примером, иллюстрирующим возможность существования в ядрах кластеров тяжелее, чем динейтрон, как в свое время было предсказано Мигдалом [131].

Трехнейтронное гало было впервые получено для  $^{26}\text{F}$  в рамках релятивистской теории среднего поля [99]. Было предсказано также и однейтронное гало в  $^{24}\text{F}$ . Расчетный среднеквадратичный радиус распределения протонов получился меньше, чем для нейтронов, а среднеквадратичный радиус распределения нейтронов — меньше, чем среднеквадратичный радиус валентных нейтронов.

Периоды полураспада тяжелых изотопов фтора недавно были определены в нескольких экспериментах. Результаты этих измерений представлены в табл. 1 вместе с расчетами в рамках оболочечной модели. В [132] значение периода полураспада  $^{25}\text{F}$  было определено с большей точностью. Видно, что для  $^{27}\text{F}$   $T_{1/2} = 4,9 \div 6,5$  мс хорошо согласуется с расчетами [107, 133]. Экспе-

Таблица 1. Экспериментальные ( $T_{1/2, \text{эксп}}$ ) и расчетные ( $T_{1/2, \text{расч}}$ ) периоды полураспада и предполагаемые спины и четности основного состояния разных изотопов фтора

Изотоп	$T_{1/2, \text{эксп}}$ , мс	$T_{1/2, \text{расч}}$ , мс	$J^\pi$	Ссылка
$^{23}\text{F}$			$5/2^+$	[39, 135]
$^{24}\text{F}$			$3^+$ или $1^+$ $3^+$	[39] [132]
$^{25}\text{F}$	$59 \pm 40$ $50 \pm 6$		$5/2^+$	[39] [136] [132]
$^{26}\text{F}$	$10,2 \pm 1,4$		$1^+$	[132]
$^{27}\text{F}$	$5,3 \pm 0,9$  $4,9 \pm 0,2$ $6,5 \pm 1,1$	  4,7 7,8	$5/2^+$ $5/2^+$	[127] [107] [133] [134] [132]
$^{29}\text{F}$	$2,4 \pm 0,8$  $2,6 \pm 0,4$ $2,9 \pm 0,8$	  1,4 2,7	$5/2^+$ $5/2^+$	[127] [107] [133] [134] [132]

рименты по измерению периода полураспада  $^{29}\text{F}$  [107, 132, 134] показали, что  $T_{1/2} = 2,4 \div 2,9$  мс. Этот результат хорошо совпадает с расчетным значением  $T_{1/2} = 2,7$  мс, полученным в рамках оболочечной модели [133]. В таблице представлены также предполагаемые спины и четности основного состояния разных изотопов.

При измерении распределения продольного импульса ядер кора, образованных при развале  $^{23-25}\text{F}$  с энергией  $50 \div 59$  МэВ/А, в работе [39] обнаружено, что при переходе от  $^{23}\text{F}$  к  $^{25}\text{F}$  ширина распределения сужается примерно в два раза (от  $(235 \pm 4)$  до  $(106 \pm 8)$  МэВ/с). Получены также значения сечений  $\sigma_{-1n}$ , которые в пределах ошибок совпали с расчетами по модели Глаубера. На основании этих данных сделаны выводы о спине и четности основных состояний этих изотопов. Значение  $J^\pi = 5/2^+$ , определенное в этой работе для  $^{23}\text{F}$ , совпало с ранее известным [135]. Для основного состояния ядра  $^{25}\text{F}$  получено значение  $J^\pi = 5/2^+$ . В случае  $^{24}\text{F}$  оказалось  $J^\pi = 3^+$  или  $1^+$ .

Впервые информация о возбужденных состояниях в ядре  $^{24}\text{F}$  получена из спектра  $\gamma$ -лучей после  $\beta$ -распада ядер вторичного пучка  $^{24}\text{O}$  [132]. На рис. 21 представлена схема уровней  $^{24}\text{F}$ , заселяемых при  $\beta$ -распаде  $^{24}\text{O}$ , вместе с рас-

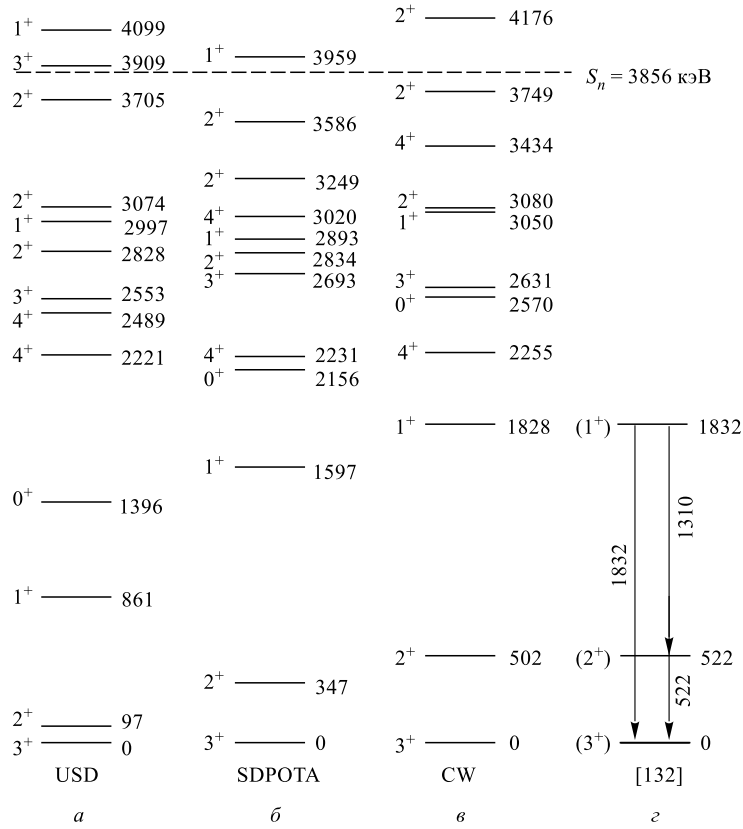


Рис. 21. Схема уровней  $^{24}\text{F}$ : а, б, в) расчеты по программе OXBASH на основе оболочечной модели с разными взаимодействиями; г) экспериментальные результаты [132, ссылки там же]. Пунктиром обозначена энергия отделения двух нейтронов

четами, использующими разные взаимодействия для ядер *sd*-оболочки. Видно, что несмотря на разные значения энергий все три метода расчета ведут к одной и той же последовательности заполнения уровней. Экспериментальные значения 1310 и 522 кэВ показаны в последовательности, которая хорошо воспроизводится расчетами по оболочечной модели. В этой модели предсказывается, что 1<sup>+</sup>-состояние заселяется с большей интенсивностью, что и наблюдалось в эксперименте. На основе заселения уровней этого ядра и из сравнения с теоретическими предсказаниями [132] следует, что значение  $J^\pi = 3^+$  является более вероятным для основного состояния (рис. 21).

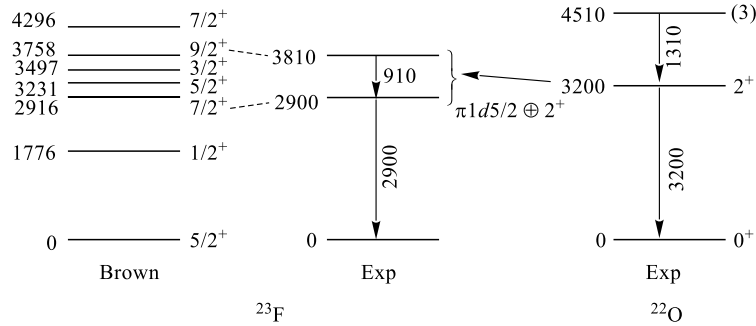


Рис. 22. Схема уровней  $^{23}\text{F}$ : расчеты по оболочечной модели, включающие  $sd$ -пространство [137], и эксперимент [116, 118]. Для сравнения показана схема уровней  $^{22}\text{O}$

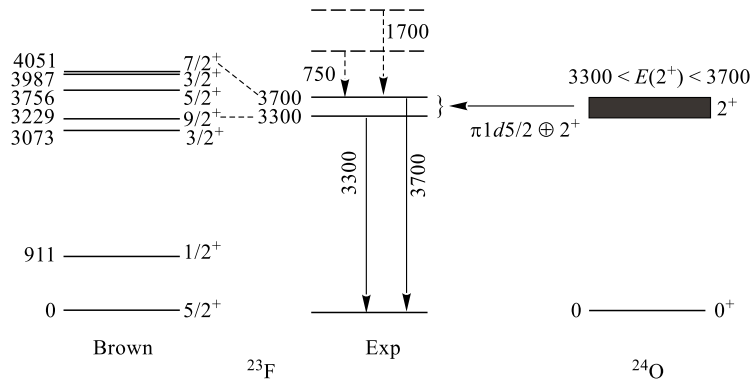


Рис. 23. Схема уровней  $^{25}\text{F}$ : расчеты [137] и эксперимент [116, 118]. Показана также возможная схема уровней  $^{24}\text{O}$

Новая спектроскопическая информация о  $^{23,25}\text{F}$  была представлена недавно в [116, 118]. Для этого использовался метод  $\gamma$ -спектроскопии распадающихся на лету вторичных пучков. В спектре  $\gamma$ -лучей  $^{23}\text{F}$  наблюдались два пика с энергией 0,910 и 2,90 МэВ, которые были приписаны распаду уровней  $9/2^+$  и  $7/2^+$  (важно отметить, что в эксперименте заселялись лишь «ириаст»-состояния, поэтому при данной энергии состояния с наибольшим спином заселялись с большей вероятностью), что позволило построить представленную на рис. 22 схему уровней изотопа  $^{23}\text{F}$ . На рисунке показаны также расчеты в рамках оболочечной модели в  $sd$ -пространстве [137]. Результаты для изотопа  $^{25}\text{F}$  представлены на рис. 23. Как видно, имеет место хорошее согласие между экспериментом и расчетами. Это означает, что оба нечетных

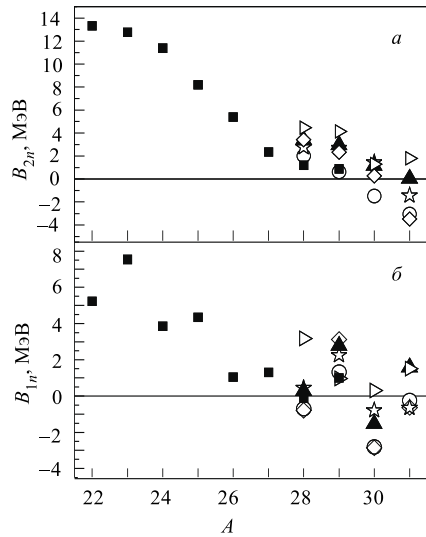


Рис. 24. Теоретические предсказания энергий отделения: а) одного нейтрона  $B_n = -M(A, Z) + M(A - 1, Z) + M_n$ ; б) двух нейтронов  $B_{2n} = -M(A, Z) + M(A - 2, Z) + 2M_n$  (в МэВ) для изотопов фтора с  $A \geq 22$  [100, 120, 125, 127, 138]. Для сравнения показаны данные из [54]. Положительные значения  $B_n$  и  $B_{2n}$  соответствуют ядерной стабильности по отношению к эмиссии одного и двух нейтронов соответственно. Видно сильное различие предсказаний для самых тяжелых изотопов фтора. Кружки — GK; звездочки — MolNix; темные треугольники — UnoCS; ромбы — UnoLS; светлые треугольники — Poves; квадраты — Audi

изотопа фтора сферические. Возбужденные состояния  $^{23}\text{F} — 9/2^+$  и  $7/2^+$  — были приписаны мультиплету  $3/2^+ \dots 9/2^+$ , который возникает в результате спаривания нечетного  $1d5/2$ -протона с состоянием  $2^+$  в ядре  $^{22}\text{O}$ . Авторы предположили, что аналогичная ситуация имеет место и при возбуждении  $^{25}\text{F}$  — в этом случае кором является  $^{24}\text{O}$ . Если это так, то ядро  $^{24}\text{O}$  должно иметь первое возбужденное  $2^+$ -состояние при энергии  $\sim 3,5$  МэВ, и оно не деформировано.

Ядерная стабильность изотопа  $^{29}\text{F}$  ( $N = 20$ ) была впервые экспериментально установлена в работе [20] методом его прямого наблюдения. Как видно из рис. 24, где представлены теоретические предсказания энергий отделения одного и двух нейтронов для изотопов фтора с  $A \geq 23$ , большая часть теоретических подходов предсказывает ядерную стабильность  $^{29}\text{F}$ . С точки зрения различных предсказаний стабильность  $^{29}\text{F}$  не явилась неожиданностью, хотя бы из-за того, что это ядро является магическим по числу нейтронов. Для основного состояния  $^{29}\text{F}$  на основании расчетов в рамках оболочечной модели в работе [107] были установлены спин и четность  $J^\pi = 5/2^+$ .

Недавно нуклонная стабильность  $^{29}\text{F}$  была подтверждена в работе [106] в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  с энергией  $\sim 1$  ГэВ/А. В этом эксперименте были зарегистрированы 15 событий, соответствующих образованию изотопа  $^{29}\text{F}$  (см. рис. 18).

Два года назад в совместном эксперименте RIKEN–Дубна была обнаружена ядерная стабильность  $^{31}\text{F}$  [19]. На рис. 13 представлена двумерная диаграмма выхода частиц как функция значений  $Z$  и  $A/Z$ . Среди продуктов

фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  (94,1 МэВ) + Та ясно видны события (8 событий), соответствующие изотопу  $^{31}\text{F}$ . Сечение образования  $^{31}\text{F}$  составило в этой реакции около  $(0,15 \pm 0,06)$  пб. Таким образом, было показано, что в то время как самые тяжелые нуклонно-стабильные изотопы азота и кислорода ( $Z = 7, 8$ ) имеют число нейтронов  $N = 16$ , самый тяжелый изотоп фтора ( $Z = 9$ ) имеет  $N = 22$ .

Что известно из многочисленных теоретических предсказаний стабильности  $^{31}\text{F}$  ( $N = 22$ )? Чтобы выявить характерные тенденции стабильности тяжелых изотопов F, рассмотрим зависимость энергии отделения двух нейтронов  $B_{2n}$  (рис. 24). Эти значения были подсчитаны в рамках нескольких подходов [100, 120, 125, 127, 138, 139]. Два разных расчета в рамках оболочечной модели [120, 127] находятся в противоречии друг с другом: в расчетах [127] предсказывается нестабильность изотопа  $^{31}\text{F}$ , в то время как в [120] предсказывается его нуклонная стабильность, так же, как и в жидкокапельной модели [125]. Интересно отметить, что эта модель [125] предсказывает также стабильность изотопов  $^{31,32}\text{Ne}$ , которые впоследствии наблюдались [21, 22]. Несмотря на то, что в ядре  $^{31}\text{F}$  число нейтронов на шесть больше по сравнению с самым тяжелым нуклонно-стабильным изотопом кислорода ( $^{24}\text{O}$ ), увеличение числа протонов всего на единицу приводит к тому, что в ядре  $^{31}\text{F}$  все эти шесть нейтронов оказываются связанными. Такое резкое изменение поведения стабильности с увеличением числа протонов на единицу указывает на появление уже в тяжелых изотопах фтора факторов, связанных с возникновением деформации или с характером протон-нейтронного взаимодействия, влияющего на стабильность ядер. Напомним, что в случае изотопа  $^{28}\text{O}$  эффекты деформации не являлись существенными для его стабильности. Так как эффекты деформации принимались во внимание в моделях, предсказывающих стабильность  $^{31}\text{F}$  [120, 125], можно предположить, что деформация играет важную роль в обеспечении ядерной стабильности  $^{31}\text{F}$ , а возможно, и  $^{29}\text{F}$ . Дальнейшее изучение нейтроноизбыточных изотопов  $^{26-31}\text{F}$  позволит определить, как и когда дополнительный протон «меняет» сферический кислородный кор.

Обратим внимание на тот факт, что для фтора линия нейтронной стабильности продвинута далеко по сравнению с кислородом. Как будет показано дальше, деформация в изотопах Ne и Mg смещает границу нуклонной стабильности к большим значениям  $N$ , в то время как в случае кислорода (см. разд. 3) она остается там, где предсказывается для сферических ядер.

## 6. НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ НЕОНА

Пока самым тяжелым изотопом неона, который обнаружен экспериментально, является  $^{32}\text{Ne}$ . Впервые ядро  $^{32}\text{Ne}$  было обнаружено в реакции



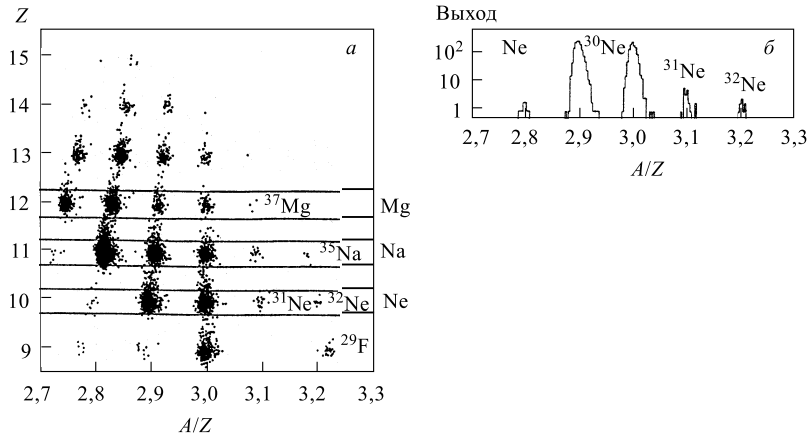


Рис. 25. Матрица идентификации фрагментов (а) и выходы изотопов неона (б) из реакции  $^{50}\text{Ti} + \text{Ta}$  при энергии 80 МэВ/А [22]

$^{48}\text{Ca} + \text{Ta}$  [21]. Позже существование  $^{32}\text{Ne}$  было подтверждено наблюдением его в реакции фрагментации ионов  $^{50}\text{Ti}$  (рис. 25) и  $^{40}\text{Ar}$  (рис. 13) на танталовой мишени [19, 22]. В работе [22] было обнаружено также ядро  $^{31}\text{Ne}$ . Надо отметить, что ранее из-за четно-нечетных эффектов оно считалось ядерно-нестабильным [21].

Однако определяет ли ядро  $^{32}\text{Ne}$  нейтронную линию стабильности, предстоит еще выяснить, поскольку, согласно расчетам по оболочечной модели, самый тяжелый, стабильный по отношению к испусканию двух нейтронов изотоп неона должен быть  $^{34}\text{Ne}$  ( $N = 24$ ) [17, 23, 24, 127] или даже  $^{40}\text{Ne}$  ( $N = 30$ ) [14, 25]. Стабильность сильнонейтроноизбыточных изотопов неона рассматривалась также в оболочечной модели [11, 120, 127], в релятивистской теории среднего поля [129, 140], на основе FRLD [125] и др.

Представим сначала экспериментальную информацию, полученную для разных изотопов неона в последнее время.

Изотоп  $^{25}\text{Ne}$  изучался в реакциях передачи ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{O}$ ) и ( $^7\text{Li}$ ,  $^8\text{B}$ ) [141, 142], а также недавно при  $\beta$ -распаде вторичного пучка  $^{25}\text{F}$  [132] (см. рис. 26). В работе [142] приводятся аргументы в пользу того, что наблюдавшийся в реакции ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{O}$ ) уровень при энергии 1,74 МэВ соответствует предсказанному  $3/2^+$ -состоянию с энергией 1,687 МэВ [133]. Согласно расчетам при  $\beta$ -распаде этот уровень должен заселяться с большей вероятностью, чем уровень  $5/2^+$  (1,779 МэВ). Поэтому наиболее интенсивный  $\gamma$ -переход 1,703 МэВ в [132] был приписан распаду из возбужденного  $3/2^+$ -состояния в основное, и, таким образом, он согласуется со значениями, полученными в реакциях

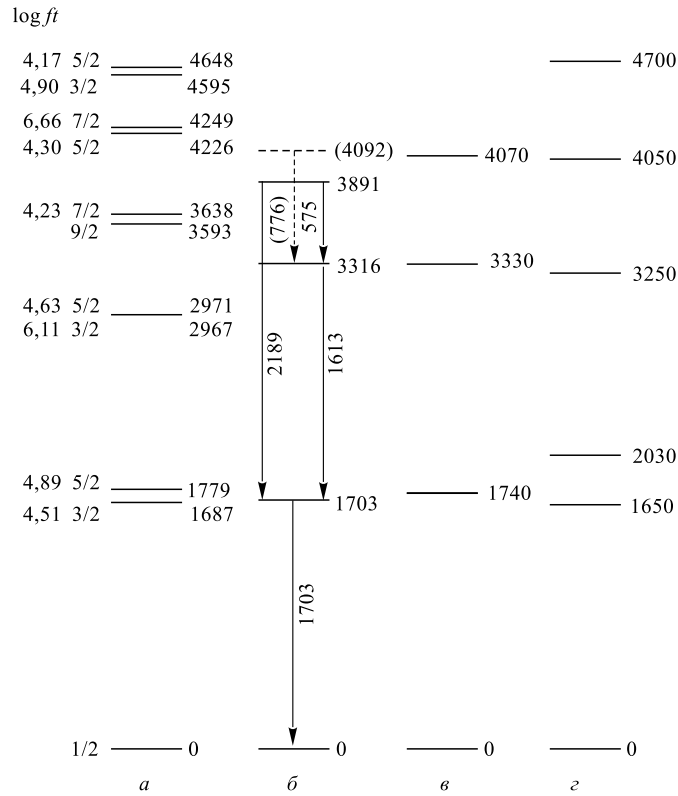


Рис. 26. Схема уровней  $^{25}\text{Ne}$ : а) расчеты в рамках оболочечной модели [133]; результаты экспериментов, полученные б) по  $\beta$ -распаду вторичного пучка  $^{25}\text{F}$  [132]; в) в реакции ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{O}$ ) [142], в этом эксперименте наблюдался и уровень при 6,28 МэВ (не указан на рисунке); г) в реакции ( $^7\text{Li}$ ,  $^8\text{B}$ ) [141]. Значения энергий уровней и переходов представлены в МэВ. Пунктиром и в скобках указаны предполагаемые значения. Порог эмиссии одного нейтрона находится при  $B_n = 4,183$  МэВ [54, 81]

передачи. Что касается более высоколежащих состояний, то, очевидно, их уточнение требует новых измерений.

С использованием кулоновского возбуждения радиоактивных пучков была получена новая спектроскопическая информация (энергии уровней и приведенные вероятности переходов) для изотопов  $^{26}\text{Ne}$  и  $^{28}\text{Ne}$ . Ранее  $^{26}\text{Ne}$  изучался при  $\beta$ -распаде вторичного пучка  $^{26}\text{F}$  [132], а также в реакции перезарядки ( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ ). В этой реакции наблюдался уровень с энергией 3,75 МэВ и  $J^\pi = 0^+$  [144]. Если предположить, что основное состояние  $^{26}\text{F}$  имеет

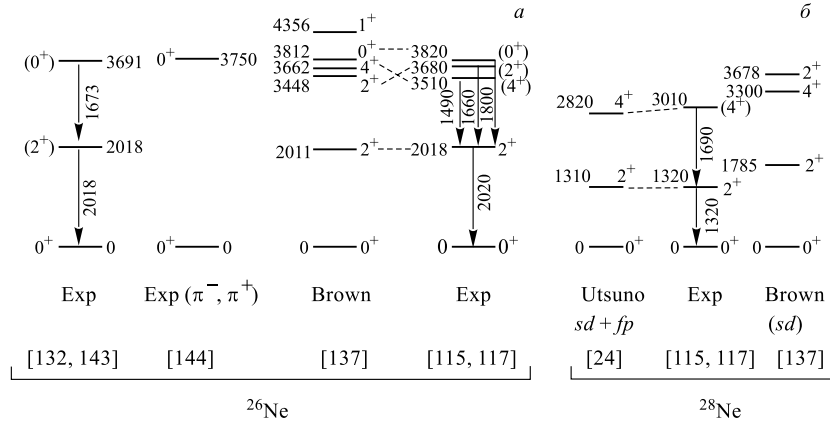


Рис. 27. Экспериментальные схемы уровней изотопов  $^{26}\text{Ne}$  (а) и  $^{28}\text{Ne}$  (б), предложенные в [115, 117, 132, 143], в сравнении со схемами, рассчитанными в  $sd$ -пространстве [137] и  $sd$ - $fp$ -пространстве [24]. Показан также результат, полученный в реакции ( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ ) [144]

$J^\pi = 1^+$  и в основном происходят  $\beta$ -разрешенные переходы, состоянию 3,691 МэВ в  $^{26}\text{Ne}$  можно было приписать  $J^\pi = 0^+$  или  $2^+$  [132]. Так как других близких пиков в спектре не наблюдалось, было принято, что состояние 3,691 МэВ соответствует наблюдавшемуся в [144]  $0^+$ -уровню. Экспериментальные результаты показаны на рис. 27. Первое  $2^+$ -состояние в ядре  $^{26}\text{Ne}$  находится при энергии  $E(2^+) = 2,02(2)$  МэВ, т. е. выше, чем в случае  $N = 12$  ( $E(2^+) = 1,275$  МэВ), однако практически совпадает с энергией  $E(2^+) = 1,982$  МэВ для  $^{26}\text{Ne}$  ( $N = 14$ ). Это может служить указанием на магическое нейтронное число  $N = 16$  при изотопах неона и отсутствие деформации в основном состоянии  $^{26}\text{Ne}$ . Тем временем расчеты в рамках оболочечной модели [17] предсказывают деформированное  $2^+$ -состояние в этом ядре с  $\beta_2 \approx 0,4$ . Для  $^{28}\text{Ne}$  значение  $E(2^+)$  меньше — всего 1,32 МэВ, что, должно быть, связано с появлением деформации в этом ядре. Резкое уменьшение  $E(2^+)$  означает, что при изотопах Ne влияние замкнутой оболочки  $N = 20$  сильно подавлено. Это подтверждается и тем, что для описания спектра  $^{28}\text{Ne}$  необходимо проводить расчеты в большом  $sd$ - $fp$ -пространстве. Иными словами, в изотопах неона ослабление оболочки  $N = 20$  чувствуется уже при  $N = 18$ .

Измерены и периоды полураспада самых тяжелых изотопов неона. Период полураспада  $^{30}\text{Ne}$  был измерен впервые в работе [107]:  $T_{1/2} = (7 \pm 2)$  мс. Впоследствии это значение было подтверждено в [132], а в [134] было получено значение  $T_{1/2} = (5,8 \pm 0,2)$  мс. (Теоретические расчеты предсказывают

Таблица 2. Энергии отделения одного и двух нейтронов для тяжелых изотопов неона, с учетом новых измерений масс  $^{29}\text{Ne}$  и  $^{30}\text{Ne}$  [104]

Изотоп	$B_n$ , МэВ [104]	$B_{2n}$ , МэВ [104]	$B_n$ , МэВ [54]	$B_{2n}$ , МэВ [54]	$B_n$ , МэВ [126]	$B_{2n}$ , МэВ [126]
$^{28}\text{Ne}$			$3,890 \pm 0,140$	$5,290 \pm 0,120$	5,30	7,14
$^{29}\text{Ne}$	$1,301 \pm 0,260$	$5,183 \pm 0,240$	$1,330 \pm 0,320$	$5,220 \pm 0,320$	0,26	5,56
$^{30}\text{Ne}$	$3,021 \pm 0,620$	$4,323 \pm 0,580$	$3,860 \pm 0,880$	$5,180 \pm 0,830$	3,46	3,72
$^{31}\text{Ne}$	$0,331 \pm 1,065^*$	$3,353 \pm 0,930^*$	$-0,530 \pm 1,220^*$	$3,320 \pm 0,950^*$	1,39	4,85
$^{32}\text{Ne}$		$2,063 \pm 1,050^*$	$1,740 \pm 1,260^*$	$1,200 \pm 1,200^*$	3,88	5,27
$^{33}\text{Ne}$			—	—	-1,57	2,31
$^{34}\text{Ne}$			—	—	1,47	-0,10

очень разные значения  $T_{1/2} = 3,7$  и  $17,8$  мс [107, 133].) Периоды полураспада  $^{28,29}\text{Ne}$  также измерены — последние измерения [132] в пределах ошибки согласуются с более ранними результатами [107, 134, 136, 145].

Несмотря на малое сечение образования (порядка нескольких пикобарн), в работе [134] удалось измерить периоды полураспада ядер  $^{31}\text{Ne}$  и  $^{32}\text{Ne}$ . Эти периоды составили  $T_{1/2}(^{31}\text{Ne}) = (3,4 \pm 0,8)$  мс и  $T_{1/2}(^{32}\text{Ne}) = (3,5 \pm 0,9)$  мс. Ход зависимости от числа нейтронов  $N$  показывает на выполаживание зависимости и, возможно, свидетельствует о важности эффектов деформации в этой области.

Рассмотрим теперь вопрос о стабильности тяжелых изотопов неона.

В разных теоретических подходах энергия отделения одного нейтрона  $B_n$  предсказывалась следующей: для  $^{31}\text{Ne}$   $B_n = -2,61 \div 1,24$  МэВ, для  $^{32}\text{Ne}$   $B_n = 1,09 \div 5,91$  МэВ, для  $^{33}\text{Ne}$   $B_n = -2,35 \div 2,95$  МэВ, для  $^{34}\text{Ne}$   $B_n = -0,02 \div 6,15$  МэВ, а энергия отделения двух нейтронов: для  $^{31}\text{Ne}$   $B_{2n} = 0,17 \div 6,39$  МэВ, для  $^{32}\text{Ne}$   $B_{2n} = -1,52 \div 7,15$  МэВ, для  $^{33}\text{Ne}$   $B_{2n} = -1,12 \div 8,86$  МэВ, для  $^{34}\text{Ne}$   $B_{2n} = -1,22 \div 9,10$  МэВ [21, 24, 120, 127, 100]. Значения избытка массы  $^{29}\text{Ne}$  и  $^{30}\text{Ne}$  были недавно уточнены [104]. Если принять во внимание предложенные авторами [104] средневзвешенные значения для избытка масс М. Е. ( $^{29}\text{Ne}$ ) = 18050(240) кэВ и М. Е. ( $^{30}\text{Ne}$ ) = 23100(570) кэВ, то для энергий отделения одного и двух нейтронов получаются показанные в табл. 2 (колонки 2 и 3) значения. Для сравнения в четвертой и пятой колонках показаны экспериментальные значения и оценки (\*) из [54]. В последних двух колонках приведены расчетные значения из [126].

На рис. 28 показаны значения энергий отделения двух нейтронов  $B_{2n}$  для изотопов неона с числом нейтронов  $N \geq 20$ : экспериментальные значения (светлые символы) сравниваются с расчетными по оболочечной модели [23].

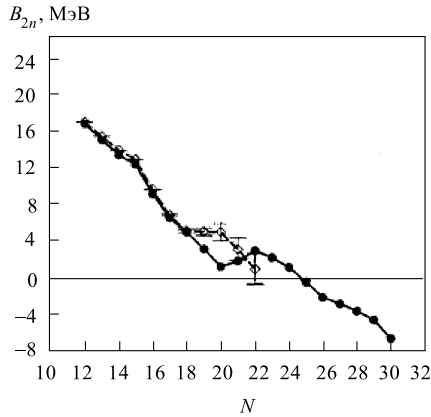


Рис. 28. Энергии отделения двух нейтронов  $B_{2n}$  для изотопов неона с  $N = 12 \div 30$ : темные точки — расчет по оболочечной модели [23]; светлые точки — экспериментальные значения [54, 81]

$2^+$ -состояния (табл. 3) для  $^{32}\text{Ne}$ ,  $^{34}\text{Ne}$  и  $^{36}\text{Ne}$ , коррелирующие с очень высокими значениями  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ , которые соответствуют параметру деформации  $\beta \approx 0,4$ . Следует отметить, что значительная деформация для этих ядер была предсказана и в работе [17]. Для  $^{38}\text{Ne}$  значение  $E(2^+)$  снова возрастает, т. е.  $N = 28$  является замкнутой оболочкой.

Из рисунка видно, что в зависимости энергий отделения двух нейтронов в районе  $N = 20$  наблюдается аномалия — здесь ядра оказались более стабильными, чем предсказывает оболочечная модель. Сильное расхождение между экспериментом и расчетом означает, что для изотопов неона оболочка  $N = 20$  исчезает. В таком случае наблюдаемое повышение стабильности имеет место по другой причине, а именно из-за инверсии «нормальных»  $(0\eta\omega)$ - и «интродер»  $(2\eta\omega)$ -конфигураций. Важным результатом этой работы является расчет значений первых возбужденных  $2^+$ -состояний, приведенных вероятностей переходов  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  и квадрупольных моментов для изотопов неона вплоть до  $^{40}\text{Ne}$ . Были получены низколежащие

Таблица 3. Экспериментальные и расчетные значения  $2^+$ -состояний четных изотопов неона (в МэВ)

Изотоп	$E(2^+)_{\text{эсп}}$	$E(2^+)_{\text{расч}}$ [23]	$E(2^+)_{\text{расч}}$ [137]	$E(2^+)_{\text{расч}}$ [24]	$E(2^+)_{\text{расч}}$ [17]
$^{24}\text{Ne}$	1,98	2,18			2,145
$^{26}\text{Ne}$	2,02 [117]	2,03	2,011	2,0	2,011
$^{28}\text{Ne}$	1,99 [143] 1,32 [117] 1,32 [143]	1,83	1,785	1,31	1,786
$^{30}\text{Ne}$		1,94		0,89	1,883
$^{32}\text{Ne}$		1,02		0,65	1,105
$^{34}\text{Ne}$		0,90		0,95	0,834
$^{36}\text{Ne}$		1,10			0,927
$^{38}\text{Ne}$		1,98			1,006
$^{40}\text{Ne}$		1,26			1,144

Для тяжелых изотопов неона на рис. 29 представлены разности между экспериментальными и расчетными значениями энергий первых возбужденных  $2^+$ -состояний, энергий связи и приведенных вероятностей переходов [17, 23, 54, 117, 127, 143]. Расчеты проводились по оболочечной модели для  $0\eta\omega$ -конфигураций. При этом энергия  $2^+$ -состояния и приведенная вероятность перехода в случае  $^{26}\text{Ne}$  ( $N = 16$ ) хорошо воспроизводятся. Это означает, что  $2\eta\omega$ -конфигурации не влияют на основное и возбужденное состояния этого ядра. Однако для  $^{28}\text{Ne}$  энергия  $2^+$ -состояния значительно ниже, чем предсказанная, что интерпретируется как смешивание  $0\eta\omega$ - и  $2\eta\omega$ -конфигураций. Что касается энергий связи, экспериментальные значения близки к расчетным для  $N = 18$  и  $N = 19$ . Отклонение наступает при  $N = 20$ . Эти наблюдения указывают, что ядро  $^{30}\text{Ne}$  находится на «острове инверсии». Несомненно, интерес представляет измерение энергий  $2^+$ -состояний для ядер  $^{30}\text{Ne}$  и  $^{32}\text{Ne}$ .

Очевидно, что эффекты деформации должны быть учтены при предсказании стабильности ядер неона. В этом контексте нужно отметить работы [120, 121] и релятивистскую теорию среднего поля [129, 146]. Эти теории, включающие эффекты деформации, уже хорошо зарекомендовали себя для предсказания свойств нейтроноизбыточных изотопов ряда легких элементов, а также для предсказаний состояний для  $^{29,31}\text{Na}$ . Релятивистская теория среднего поля показывает, что нейтроноизбыточные изотопы неона, натрия и магния имеют большую деформацию, и это позволяет получить усиление в энергии связи. Так, значение энергии отделения одного нейтрона для  $^{31}\text{Ne}$   $B_n = 0,3 \div 0,4$  МэВ. Оболочечная модель [120, 121] рассматривает ядра в

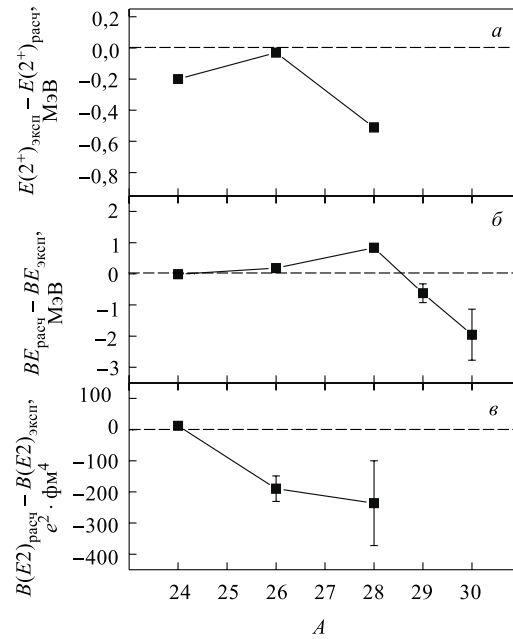


Рис. 29. Разница для тяжелых изотопов неона между экспериментальными и расчетными значениями: а) энергий первых возбужденных  $2^+$ -состояний; б) энергий связи; в) приведенных вероятностей переходов. Экспериментальные данные из [54, 117, 143], расчеты по оболочечной модели из [17, 23, 127]

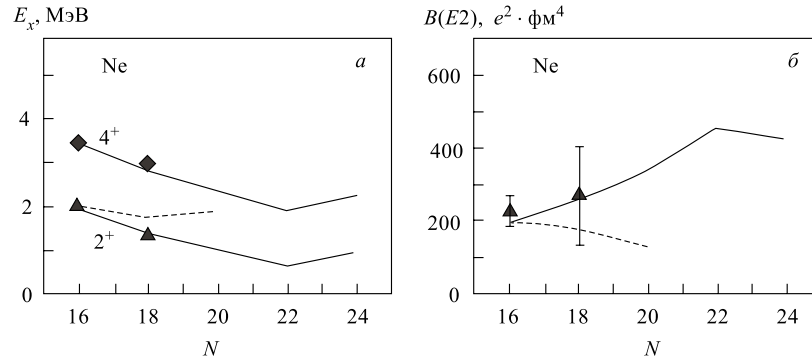


Рис. 30. Энергии  $2^+$ - и  $4^+$ -состояний (а) и значения  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  (б) для четных тяжелых изотопов  $^{26}\text{Ne}$  и  $^{28}\text{Ne}$  в зависимости от числа нейтронов, рассчитанные в рамках монте-карловского подхода в оболочечной модели (MCSM) с учетом  $sd$ - и  $pf$ -оболочек [94], в сравнении с экспериментом (темные значки) [115, 117, 132, 143]. Пунктиром показаны результаты в рамках  $sd$ -пространства

большом конфигурационном пространстве  $sd-fp$ , что также приводит к усилению энергии связи до значения  $B_n = 0,75$  МэВ для  $^{31}\text{Ne}$ . Как видно из табл. 2, эти значения близки к измеренным в эксперименте.

Недавно новый подход был разработан на основе микроскопической кластерной модели, основанной на полностью антисимметричной волновой функции [147]. Утверждается, что кластерная модель лучше воспроизводит деформацию, чем оболочечная модель. Так, в последней из указанных работ рассматриваются кластерные структуры  $^{30}\text{Ne} + n$  и  $^{30}\text{Ne} + n + n$  соответственно для  $^{31}\text{Ne}$  и  $^{32}\text{Ne}$ . Недостаток этой работы заключается в том, что один из составляющих кластеров  $^{30}\text{Ne}$  рассматривается в  $sd$ -пространстве, что может быть недостаточно с учетом того, что эти ядра могут принадлежать «острову инверсии», и поэтому могут быть деформированными.

Монте-карловский подход в оболочечной модели (MCSM) [24, 94] был предложен для выяснения природы основного и низколежащих возбужденных состояний ядер. Преимуществом таких расчетов является возможность рассмотрения большого количества валентных нуклонов, что очень существенно при изучении сильнонейтроноизбыточных ядер. Поскольку предметом исследований являлось исчезновение влияния замкнутой оболочки  $N = 20$ , модельное пространство должно было включать  $sd$ -оболочку и нижнюю часть  $pf$ -оболочки. Таким образом, можно было изучать изотопы с числом нейтронов до 24. Необходимость рассматривать влияние  $pf$ -оболочки продемонстрирована на рис. 30. Из рисунка видно, что, если учитывать  $sd$ - и  $pf$ -оболочки,

в зависимости энергий  $2^+$ - и  $4^+$ -состояний от числа нейтронов имеет место согласие эксперимента и расчетов — значения резко уменьшаются, в то время как в  $sd$ -пространстве расчетные значения энергии  $2^+$ -состояний практически не меняются при  $N$  от 16 до 20. На рис. 30 представлены также значения  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  для тяжелых изотопов неона  $^{26}\text{Ne}$  и  $^{28}\text{Ne}$ . Авторы этих работ интерпретировали полученные результаты как указание на то, что уже в  $^{28}\text{Ne}$  ( $N = 18$ ) влияние замкнутой оболочки  $N = 20$  ослабевает — начинается смешивание нормальных и «интродер»-конфигураций (последние «погружаются», поскольку они более деформированы).

Существуют расчеты среднеквадратичных радиусов изотопов неона [14], из которых следует, что среднеквадратичный радиус распределения нейтронов для изотопов с  $N > 22$  растет, в то время как для протонов практически не меняется. Рассматривалась и возможность существования однейтронного гало в  $^{29}\text{Ne}$  [63].

В заключение хотелось бы также отметить, что спины и четности предсказываются для  $^{29}\text{Ne}$   $J^\pi = 3/2^+$  и  $^{31}\text{Ne}$   $J^\pi = 3/2^-$  [120, 121]. При этом вклад в основное состояние  $sd$ -конфигурации в  $^{29}\text{Ne}$  составляет 91 %, в то время как в  $^{31}\text{Ne}$  всего 23 %.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этом обзоре мы попытались как можно подробнее представить самую последнюю экспериментальную информацию и теоретические результаты расчетов о структуре изотопов элементов с  $Z = 6-10$ . Как следует из всего сказанного, остались открытые вопросы. Например, все еще нет согласованного мнения о конфигурации основного состояния  $^{19}\text{C}$ . Вопрос состоит в том, в какой степени присутствует смешивание  $s$ - и  $d$ -волн и имеет ли место инверсия  $s$ - и  $d$ -состояний. Необходимо определить энергию отделения нейтронов в самых тяжелых обнаруженных изотопах кислорода, фтора и неона, тем самым точно идентифицировать границу нейтронной стабильности для этих элементов.

Оказалось, что замкнутая оболочка с  $N = 20$  теряет свое влияние для тяжелых изотопов кислорода. В то же время обнаружено, что для области  $6 \leq Z \leq 10$ , когда  $N = 16$ , появляется новое магическое число, действующее при орбитах  $2s1/2$  и  $1d3/2$ . Этот факт подтверждается нестабильностью изотопов углерода, азота и кислорода с числом нейтронов  $N > 16$ . Затухание или проявление оболочек отражается на положении первых  $2^+$ -уровней и на величине  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ . Зависимость энергии от числа нейтронов в четно-четных ядрах с  $Z = 2-18$  показана на рис. 31. Уменьшение или увеличение энергий уровней в районе  $N = 20$  указывает, соответственно, на ослабление или усиление влияния этой оболочки, а увеличение при переходе



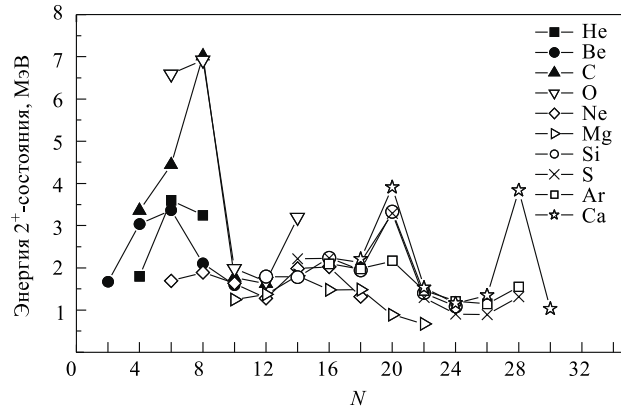


Рис. 31. Экспериментальные значения энергий  $2^+$ -состояний для изотопов He–Ca для числа нейтронов от 2 до 30

от 12 к 14 нейтронам — на появление новой оболочки при  $N = 14–16$ . Для  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  наблюдается обратное поведение.

Ядра с числом нейтронов  $N = 20 \div 28$  занимают так называемую «область инверсии», которая имеет свою предысторию. Все началось с измерения массы ядра  $^{31}\text{Na}$  в 1975 г. [148], когда ее не смогла описать ни одна теоретическая модель, в том числе и оболочечная. Это существенное противоречие с формулами масс, построенными на основании стабильных ядер, показало неадекватность обычных подходов к ядрам, сильно удаленным от области стабильности. Тогда впервые было сделано предположение о возможности существования сильнодеформированных оболочечных ядер [148, 149]. Подтверждением этому послужили дальнейшие эксперименты. Спин основного состояния  $^{31}\text{Na}$  оказался равным  $3/2^+$ , тогда как в соответствии с оболочечной моделью он должен быть  $5/2^+$ . Другим примером необычных свойств является ядро  $^{32}\text{Mg}$  (число нейтронов тоже равно 20). У него был обнаружен первый возбужденный низколежащий уровень  $2^+$ , расположенный при энергии 0,885 МэВ [150] с высоким значением  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  [151]. Эффекты деформации проявляются во временах жизни, в вероятности  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии, в массах и размерах ядер, поэтому влияют на их стабильность.

Мы предполагаем изложить развитие исследований ядер в «области инверсии» в следующем обзоре.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Калпакчиева Р. и др.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 4. С. 832–890.
2. *Калпакчиева Р. и др.* // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30, вып. 6. С. 1429–1513.
3. *Tanihata I.* // J. Phys. G; Nucl. Phys. 1996. V. 22. P. 157.
4. *Tanihata I.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1995. V. 35. P. 505.
5. *Hansen P. G. et al.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Science. 1995. V. 45. P. 591.
6. *Kobayashi T. et al.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 232. P. 51.
7. *Nakamura T. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 331. P. 296.
8. *Cortina-Gil D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 49.
9. *Riisager K. et al.* // Nucl. Phys. A. 1992. V. 548. P. 393.
10. *Jensen A. S., Riisager K.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 480. P. 39.
11. *Fukunishi N. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 1648.
12. *Zhongzhou Ren et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. R20.
13. *Brown B. A., Richter W. A.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 673.
14. *Pöschl W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 3841.
15. *Bazin D. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2156.
16. *Baumann T. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 439. P. 256.
17. *Siiskonen T. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 034312.
18. *Maddalena V. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 024613.
19. *Sakurai H. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 448. P. 180.
20. *Guillemaud-Mueller D. et al.* // Z. Phys. A. 1989. V. 332. P. 189.
21. *Guillemaud-Mueller D. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 937.
22. *Sakurai H. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. R2802.
23. *Caurier E. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2033.
24. *Utsuno Y. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 054315.
25. *Lalazisis G. A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 632. P. 363.
26. *Keller H. et al.* // Z. Phys. A. 1994. V. 348. P. 61.
27. *Simon H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 496.
28. *Iwasaki H. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 481. P. 7;  
*Iwasaki H. et al.* // Ibid. V. 491. P. 8.
29. *Navin A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 266.
30. *Korshennikov A. A. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 326. P. 31.
31. *Ostrowski A. N. et al.* // Ibid. V. 338. P. 13;  
*Bohlen H. G. et al.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1999. V. 42. P. 17.
32. *Ozawa A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5493.
33. *Detraz C., Vieira D.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1989. V. 39. P. 407; references therein.
34. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 523. P. 1.
35. *Tilley D. R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 564. P. 1.

36. Ren Z. *et al.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 605. P. 75.
37. Descouvemont P. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 675. P. 559.
38. Vinh Mau N. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 592. P. 33.
39. Sauvan E. *et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 491. P. 1.
40. Saint-Laurent M. G. *et al.* // Z. Phys. A. 1989. V. 332. P. 457.
41. Liatard E. *et al.* // Europhys. Lett. 1990. V. 13. P. 401.
42. Lassaut M., Lombard R. J. // Z. Phys. A. 1992. V. 341. P. 125.
43. Sherr R. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1177.
44. Mittag W. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1889.
45. Ren Z. *et al.* // Z. Phys. A. 1997. V. 357. P. 137.
46. Ozawa A. *et al.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 608. P. 63.
47. Fang D. Q. *et al.* // Phys. Rev. 2000. V. 61. P. 064311.
48. Villari A. C. C. *et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 345.
49. Chatterjee R. *et al.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 675. P. 477.
50. Chulkov L. V. *et al.* // Ibid. V. 674. P. 330.
51. Ozawa A. *et al.* RIKEN Report No. RIKEN-AF-NP-294. 1998.
52. Lawson R. D. *et al.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 1245.
53. Sharma M. M. *et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 1379.
54. Audi G., Wapstra A. // Nucl. Phys. A. 1993. V. 565. P. 1.
55. Lenske H. // J. Phys. G. 1998. V. 24. P. 1429.
56. Warburton E. K., Brown B. A. // Phys. Rev. C. 1992. V. 46. P. 923.
57. Warburton E. K., Millener D. J. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1120.
58. Fifield L. K. *et al.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 385. P. 505.
59. Raimann G. *et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 453.
60. Bazin D. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3569.
61. Kanada-Enyo Y., Horiuchi H. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. R468.
62. Ridikas D. *et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 628. P. 363.
63. Gupta Raj K. *et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2000. V. 26. P. L23.
64. Ozawa A. *et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 592. P. 244.
65. Bonaccorso A. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 054605.
66. Maddalena V., Shyam R. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 051601(R).
67. Banerjee P., Shyam R. // J. Phys. G. 1996. V. 22. P. L79.
68. Kitagawa H. *et al.* // Z. Phys. A. 1997. V. 358. P. 381.
69. At. Data and Nucl. Data Tables. 1976. V. 17.
70. Sagawa H., Toki H. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1987. V. 13. P. 453.
71. Brown B. A., Wildenthal B. H. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1988. V. 38. P. 29.
72. Gilman R. *et al.* // Phys. Rev. C. 1984. V. 30. P. 962.
73. Nakamura T. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1112.

74. Tostevin J. A., Al-Khalili J. S. // *Phys. Rev. C*. 1999. V. 59. P. R5.
75. Ridikas D. *et al.* // *Europhys. Lett.* 1997. V. 37. P. 385.
76. Smedberg M. H., Zhukov M. V. // *Phys. Rev. C*. 1999. V. 59. P. 2048.
77. Vieira D. J. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. P. 3253.
78. Gillibert A. *et al.* // *Phys. Lett. B*. 1987. V. 192. P. 39.
79. Wouters J. M. *et al.* // *Z. Physik A*. 1988. V. 331. P. 229.
80. Orr N. *et al.* // *Phys. Lett. B*. 1991. V. 258. P. 29.
81. Audi G. *et al.* // *Nucl. Phys. A*. 1997. V. 624. P. 1.
82. Marques F. M. *et al.* // *Phys. Lett. B*. 1996. V. 381. P. 407.
83. Xinhua Bai, Jimin Hu // *Phys. Rev. C*. 1997. V. 56. P. 1410.
84. Olson D. L. *et al.* // *Phys. Rev. C*. 1983. V. 28. P. 1602.
85. Ogawa Y. *et al.* // *Nucl. Phys. A*. 1992. V. 543. P. 722.
86. Goldhaber A. S. // *Phys. Lett. B*. 1974. V. 53. P. 306.
87. Banerjee P., Shyam R. // *Phys. Rev. C*. 2000. V. 61. P. 047301.
88. Kanungo Rituparna *et al.* // *Nucl. Phys. A*. 2000. V. 677. P. 171.
89. Stevenson J. D., Price J. P. // *Phys. Rev. C*. 1981. V. 24. P. 2101.
90. Pougheon F. *et al.* // *Europhys. Lett.* 1986. V. 2. P. 505.
91. Langevin M. *et al.* // *Phys. Lett. B*. 1985. V. 150. P. 71.
92. Beiner M. *et al.* // *Nucl. Phys. A*. 1975. V. 249. P. 1.
93. von Oertzen W. // *Z. Physik. A*. 1997. V. 357. P. 355;  
von Oertzen W. // *Nuovo Cim. A*. 1997. V. 110. P. 895;  
von Oertzen W. // *Acta Phys. Pol. B*. 1998. V. 29. P. 247.
94. Otsuka T. *et al.* // *Nucl. Phys. A*. 2001. V. 682. P. 155c;  
Otsuka T. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 082502.
95. Ren Z. *et al.* // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1996. V. 22. P. L1.
96. Chulkov L. *et al.* // *Nucl. Phys. A*. 1996. V. 603. P. 219.
97. Bochkarev O. V. *et al.* // *Eur. J. Phys. A*. 1998. V. 1. P. 15.
98. Lalazissis G. A. *et al.* // *Phys. Rev. C*. 2001. V. 63. P. 034305.
99. Ren Z. *et al.* // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1996. V. 22. P. 523.
100. Haustein P. E. (Ed.) // *At. Data and Nucl. Data Tables*. 1988. V. 39.
101. Yoneda K. *et al.* // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1998. V. 24. P. 1395.
102. Staudt A. *et al.* // *At. Data and Nucl. Data Tables*. 1990. V. 44. P. 79.
103. Lyutostansky Yu. S. *et al.* // *Proc. of the 5th Intern. Conf. on Nuclei far from Stability*. Ontario, Canada, 1978. P. 727.
104. Sarazin F. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 5062.
105. Fauerbach M. *et al.* // *Phys. Rev. C*. 1996. V. 53. P. 647.
106. Ozawa A. *et al.* // *Nucl. Phys. A*. 2000. V. 673. P. 411.
107. Tarasov O. *et al.* // *Phys. Lett. B*. 1997. V. 409. P. 64.
108. Descouvemont P. // *Phys. Lett. B*. 1998. V. 437. P. 7.

109. *Brown B. A., Hansen P. G.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 381. P. 391.
110. *Sherr R. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 371.
111. *Jewell J. K. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 454. P. 181.
112. *Khan E. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 490. P. 45.
113. *Raman S. et al.* // At. Data and Nucl. Data Tables. 1987. V. 36. P. 1; *ibid.* 2001. V. 78. P. 1.
114. *Khan E., Nguyen Van Giai* // Phys. Lett. B. 2000. V. 472. P. 253.
115. *Azaiez F.* // Proc. of «Experimental Nuclear Physics in Europe». Sevilla, Spain, June 1999/ Ed. by B. Rubio et al. AIP, 1999. P. 171;  
*Azaiez F.* // Physica Scripta. 2000. V. T88. P. 118.
116. *Azaiez F.* // AIP Proc.: Tours Symp. on Nuclear Physics IV. Tours, France, 2000/ Eds. M. Arnould et al. P. 269.
117. *Belleguic M. et al.* // Physica Scripta. 2000. V. T88. P. 122.
118. *Belleguic M. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 682. P. 136c.
119. *Tirolf P. G. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 485. P. 16.
120. *Poves A., Retamosa J.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 571. P. 221.
121. *Poves A. et al.* // Z. Physik A. 1994. V. 347. P. 227.
122. *Shen Y.-S., Ren Z.* // Z. Physik A. 1996. V. 356. P. 133.
123. *Kruppa A. T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 2217.
124. *Thibault C., Klapisch R.* // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 793.
125. *Moller P. et al.* // At. Data and Nucl. Data Tables. 1995. V. 59. P. 185.
126. *Moller P. et al.* // At. Data and Nucl. Data Tables. 1997. V. 66. P. 185.
127. *Warburton E. K. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 1147.
128. *Moller P., Nix J. R.* // At. Data and Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 221.
129. *Patra S. K.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 559. P. 173.
130. *Otsuka T. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 685. P. 100c.
131. *Муздак А. Б.* // ЯФ. 1973. Т. 16. С. 238.
132. *Reed A. T. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 024311.
133. *Wildenthal B. H. et al.* // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. P. 1343;  
*Wildenthal B. H.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1984. V. 11. P. 5.
134. *Notani M. et al.* // Proc. of Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses. Bellaire, Michigan, June 23–27, 1998. P. 359.
135. *Orr N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 491. P. 457.
136. *Reeder P. L. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 1435.
137. *Brown B. A.* <http://www.nscl.msu.edu/~brown/sde.htm>.
138. *Jänecke J.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1976. V. 17. P. 445.
139. *Uno M., Yamada M.* // INS Report NUMA. 1982. V. 40.
140. *Ren Z. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. R1764.
141. *Wilcox K. H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 866.
142. *Woods C. L. et al.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 437. P. 454.

143. *Pritychenko B. V. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 461. P. 322.
144. *Nann H. et al.* // Phys. Lett. B. 1980. V. 96. P. 261.
145. *Tengblad O. et al.* // Z. Phys. A. 1992. V. 342. P. 303.
146. *Ren Z. et al.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 380. P. 241.
147. *Descouvemont P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 655. P. 440.
148. *Thibault C. et al.* // Phys. Rev. C. 1975. V. 12. P. 644.
149. *Campi X. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 251. P. 193
150. *Guillemaud-Mueller D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1984. V. 426. P. 37.
151. *Motobayashi T. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 346. P. 9.