

5118309178

PI-162

Радиовый институт им. В. Г. Хлопина

Л. М. Солин, В. Н. Кузьмин, Ю. А. Немилев

**ПРЕДСКАЗАНИЯ МАСС
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ЯДЕР**

Ленинград—1983

РИ-162

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина

Л. М. Солин, В. Н. Кузьмин, Д. А. Немцов

ПРЕДСКАЗАНИЯ МАСС
НЕЙТРОДЕФИЦИТНЫХ ЯДЕР

Ленинград - 1983

УДК 539.14.143.2

Солнн Л. М., Кузьмин В. Н., Немлюков Е. А. Предсказания масс нейтрондефицитных ядер. - РИ-162. - Л.: Радиевый ин-т им. В. Г. Хлопина, 1983. - 12 с.

Выполнена проверка соотношения Гарви-Келсона с использованием современных значений атомных масс. Показано, что в эмпирическом подходе описания масс ядер с $A = 20 \div 40$ функция $N - Z$ должна быть четной и различной у ядер разной четности. Полученный вывод был использован для предсказания масс нейтрондефицитных ядер с $A = 20 \div 40$, что позволило уточнить границы протонной стабильности ядер в этой области и предсказать существование ядра ^{31}Ar с двухпротонной активностью.

Solin L. M., Kuz'min V. N., Nemilov Yu. A. Prediction of masses of neutron-deficient nuclei. - РИ-162. Leningrad: V. G. Khlopin Radium Institute, 1983. - 12 p.

Garvey-Kelson relations are checked with the use of modern values of atomic masses. It is shown that at empirical approach to description of nuclei masses with $A = 20 \div 40$ the function of $N - Z$ must be even-numbered and different for nuclei of different evenness. This conclusion is used for prediction of masses of neutron-deficient nuclei with $A = 20 \div 40$, which allows to render more precise the boundaries of protonic stability of nuclei in this region and to predict the existence of ^{31}Ar nucleus with two-proton activity.

Массы ядер несут большую информацию о ядерных силах. В систематике масс ядер проявляются зависимости дефекта масс от массового числа A , оболочечных эффектов, четности числа нуклонов (спаривательные эффекты), величины проекции изотопического спина, деформации ядер и т. д., что позволяет качественно проследить, а иногда и количественно оценить характер взаимодействия нуклонов в ядре. Основные закономерности из систематики масс послужили базой для создания различных моделей ядер. Так, модель жидкой капли получила наибольшее развитие благодаря убедительной физической интерпретации. Современная массовая формула развитой модели жидкой капли /1/ содержит 20 параметров и описывает массы известных ядер ($A = 16 + 279$) со среднеквадратическим отклонением ~ 800 кэВ. Улучшение согласия с экспериментом позволило бы не только надежнее предсказывать массы еще не изученных ядер, но и более точно определять границы β -стабильности и нуклонной стабильности ядер. Однако повышение точности предсказания масс сопровождается возрастанием числа используемых параметров и потерей физической наглядности. Так, в работе /2/ достигнуто среднеквадратическое отклонение ~ 140 кэВ (1251 ядро) при числе параметров 535.

В 1969 г. /3/ был предложен беспараметрический способ определения неизвестных масс на основе уравнения

$$\sum_{i=1}^N c_i M_i = 0, \quad (1)$$

где $|c_i| = 1$, а M_i - масса ядра.

В это уравнение должны входить массы ядер таким образом, чтобы число однотипных взаимодействий (n-n, или p-p, или n-p) у ядер, входящих в (I) со знаком плюс, равнялось числу взаимодействий (соответственно, n-n, или p-p, или n-p) у ядер, взятых со знаком минус. Минимальное число ядер, входящих в уравнение, должно быть не меньше 6. На рис. I схематично показаны два возможных набора ядер, удовлетворяющих уравнению (I) при $\alpha = 6$. Рис. Ia соответствует так называемому

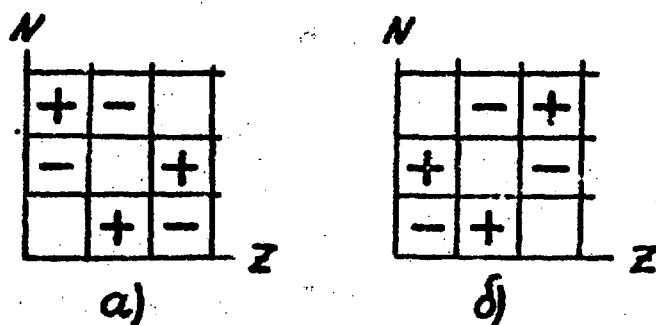


Рис. I. Способы выбора ядер для "поперечного" (a) и "продольного" (б) соотношений Гарви-Келсона (I) при $\alpha = 6$

тому "поперечному" соотношению Гарви-Келсона, рис. Iб - "продольному". Уравнение (I) при $\alpha = 6$ позволяет по пяти известным массам определять неизвестную. Наиболее интересно соотношение на рис. Ia, поскольку оно дает возможность предсказывать массы вдали от области стабильности ядер, т. е. в поперечном направлении относительно линии $N = Z$ (почему и названо "поперечным"). Проверка этого соотношения по экспериментальным данным /3/ показывает, что если в соотношение входят массы с $N = Z$, то следует различать два случая: N - четное и N - нечетное. Во втором случае сумма масс значительно отличается от "0" (-0,5 + -2,1 МэВ), в первом же, как считают авторы, расхождение случайно, невелико (стандартное отклонение ~ 200 КэВ) и объясняется, главным образом, неучтенными остаточными взаимодействиями. Многие авторы связывают большие расхождения во втором случае с особенностями нечетно-нечетных ядер с $N = Z$.

"Поперечному" и "продольному" соотношениям (рис. -I) отвечают два выражения для масс (дефектов масс) ядер:

$$M(N, Z) = \varepsilon_1(N) + \varepsilon_2(Z) + \varepsilon_3(N + Z); \quad (2a)$$

$$M(N, Z) = f_1(N) + f_2(Z) + f_3(N - Z). \quad (2b)$$

При вычислении неизвестной массы удобнее и точнее использовать выражение масс через функции, так как использование метода наименьших квадратов для нахождения функций f_1 и f_2 учитывает погрешности отдельных измерений M , следовательно, уменьшает погрешность предсказаний, в отличие от применения схем (рис. I), в которых погрешность вычисляемой массы определяется погрешностями пяти используемых масс. Расчеты функций f_1 и f_2 впервые были выполнены в 1969 г. /3/ для ядер с $N \geq Z$, исключая нечетно-нечетные ядра с $N = Z$. Ограниченность области предсказаний привела к тому, что рядом авторов /2, 4, 5/ было предложено использовать выражение для дефекта масс в виде

$$M(N, Z) = N_1(N) + N_2(Z) + N_3(N + Z) + N_4(N - Z) + N_5(N - Z, N + Z). \quad (3)$$

С помощью добавки четвертого члена удается добиться описания масс со среднеквадратическим отклонением ~ 140 кэВ (так же, как и соотношение (2a)) в области ядер $A = 16 \div 254$, исключая лишь нечетно-нечетные ядра с $N = Z$. Предсказание работы /2/ для массы ядра ^{37}S , измеренной нами с погрешностью ~ 2 кэВ ($N - Z = 5$) /6/, отличается на 343 кэВ. Таким образом, к предсказаниям масс с большим избытком нейтронов на основе (3) нужно относиться с осторожностью.

Попробуем выяснить свойства функции $N_4(N - Z)$ на основе анализа экспериментальных значений масс ядер в области $A = 22 \div 42$, т. е. области, для которой имеется богатый экспериментальный материал по нейтронodefицитным ядрам.

Рассмотрим обобщенное соотношение Гарви-Калсона /3/:

$$M(N + 1, Z - 1) - M(N, Z) + \frac{1}{2} \sum_{l=1}^L [M(N - 1 + l, Z - 1 + l) - M(N + 1, Z - 1 - l + 1)] = 0, \quad (4)$$

$$l \geq 2,$$

которое в частном случае $l = 2$ соответствует схеме рис. Ia.

Схемы вычисления сумм (4) при $l = 3, 4$ и 5 показаны на рис. 2 (а, б, в). В левой части соотношения (4) после подстановки выражений (3) останется только сумма соответствующих значений функции N_4 , поскольку все остальные функции

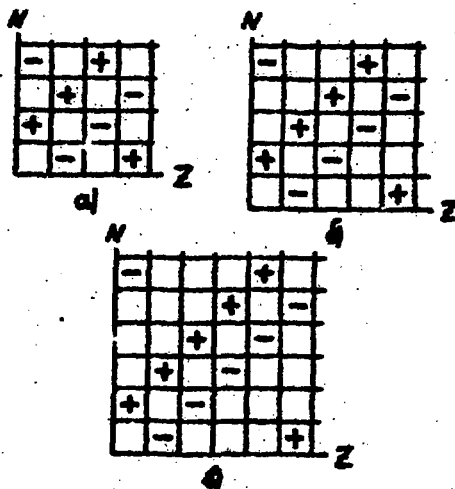


Рис. 2. Способ выбора ядер для обобщенных соотношений Гаррика-Келсона (4) при $l = 3$ (а), 4 (б) и 5 (в)

взаимно уничтожаются. Посмотрим, как ведут себя суммы (4) при изменении l и $N - Z$, не ограничиваясь включением только ядер с $N = Z$ при $l = 2$ (как это было сделано в работе /3/), а используя все возможные комбинации, соответствующие "поперечным" соотношениям для $l = 2$ и 3 в области масс $A = 22 + 42$. (Массы ядер из таблиц /7/). В табл. 1 и 2 \bar{N} обозначает среднее значение массового числа ядер сумм, а $\bar{N} - \bar{Z}$ - среднее значение избытка нейтронов ядер сумм. При рассмотрении сумм обратят на себя внимание несколько моментов:

1. Большие величины сумм для $l = 2$ и $\bar{N} - \bar{Z} = 3$ и 4 , в которые не входят массы нечетно-нечетных ядер. Еще большие суммы наблюдаются при $l = 3$ и $\bar{N} - \bar{Z} = 2$, но включающие массы с $N = Z$;
2. Одинаковые значения с точностью до знака как при $l = 2$, так и при $l = 3$ для сумм с одинаковым значением $|\bar{N}_2|$ и близкие к нулю значения при $\bar{N}_2 = 0$. Это говорит о том, что если мы

Таблица I

Значения суммы дефектов масс, ΔB , (4) при $l = 2$

\bar{A}	$\bar{N} - \bar{Z} = 0$	\bar{A}	$\bar{N} - \bar{Z} = 1$	$\bar{N} - \bar{Z} = -1$
24	$28,7 \pm 4,7$	25	$-1952,4 \pm 7,3$	1928 ± 11
26	$17,6 \pm 3,9$	27	$-2837,9 \pm 2,6$	
28	$64,7 \pm 4,7$	29	$-1678,5 \pm 6,1$	1740 ± 51
30	$-29,9 \pm 4,1$	31	$-1387,8 \pm 3,6$	1459 ± 51
32	$2,6 \pm 8,3$	33	$-1551,4 \pm 2,6$	1544 ± 31
34	$-4,4 \pm 3,6$	35	$-1013,9 \pm 1,9$	1020 ± 22
36	$17,5 \pm 8,3$	37	$-1758,9 \pm 2,3$	1763 ± 41
38	$17,7 \pm 9,5$	39	-1358 ± 7	
40	$11,0 \pm 6,8$			

\bar{A}	$\bar{N} - \bar{Z} = 2$	$\bar{N} - \bar{Z} = -2$	\bar{A}	$\bar{N} - \bar{Z} = 3$	\bar{A}	$\bar{N} - \bar{Z} = 4$
24	-227 ± 12	288 ± 30	25			
26	-1124 ± 24		27	408 ± 83		
28	183 ± 6		29	770 ± 64	28	-780 ± 100
30	-858 ± 41		31	585 ± 100	30	260 ± 120
32	183 ± 7	-242 ± 77	33	431 ± 50		
34	-538 ± 3		35	-154 ± 80		
36	212 ± 2	-275 ± 59	37	273 ± 5		
38	-747 ± 5		39	591 ± 20	38	-445 ± 12
40	-337 ± 5					

выберем для описания масс соотношение (3), то функции $H_4(N - Z)$ должна быть четной;

3. Чередуя величину сумм больше - меньше ($l = 2$, $\bar{N} - \bar{Z} = \pm 1$, 2 и $1 = 3$, $\bar{N} - \bar{Z} = 1$), т. е. можно ожидать разную зависимость от $N - Z$ для ядер четно-четных, нечетно-четных, нечетно-нечетных и четно-нечетных.

Авторами /2/ делалось предположение о четности функции H_4 , однако разделение зависимости от $N - Z$ для ядер разной

Таблица 2

Значения суммы дефектов масс, кэВ, (4) при $l = 3$

\bar{A}	$N-Z = 0$	\bar{A}	$N-Z = 1$	$N-Z = -1$	\bar{A}	$N-Z = 2$
25	-35 ± 13	24	-4563 ± 12			
27		26	-5896 ± 25		27	-3370 ± 80
28	97 ± 50	28	-4268 ± 4	4501 ± 120	29	-1583 ± 50
31	44 ± 50	30	-3954 ± 40		31	-1477 ± 100
33	-9 ± 330	32	-2753 ± 10	2764 ± 50	33	-1474 ± 50
35	19 ± 20	34	-3107 ± 5		35	-1494 ± 80
37	40 ± 39	36	-2543 ± 8	2735 ± 270	37	-2021 ± 5
39		38	-3846 ± 9			
		40	-3489 ± 4			

четности не проводилось. Вероятно, поэтому в ряде случаев имеют место большие расхождения предсказаний с экспериментом.

Поскольку соотношения (4) должны автоматически удовлетворяться для функции N_4 в виде $N_4(N-Z) = c + a|N-Z| + b(N-Z)^2$, то определение зависимостей от $N-Z$ на базе соотношений (4) неоднозначно и поэтому не имеет смысла. Однако свойство четности функции N_4 может быть использовано для предсказания масс нейтронодефицитных ядер.

Масса каждого нейтронодефицитного ядра определялась нами как среднее взвешенное из значений, получаемых с использованием симметричного ($\bar{T}_2 = 0$) соотношения Гарви-Келсона и всех возможных пар соотношений Гарви-Келсона (данного \bar{A}) с \bar{T}_2 и $-\bar{T}_2$ (во всех соотношениях искомая масса наиболее удалена от оси $N = Z$). Погрешность каждого значения массы (соответствующего симметричному соотношению или паре соотношений с одинаковыми значениями $|\bar{T}_2|$) вычислялась при учете как погрешностей масс ядер, входящих в соотношения, так и оценки погрешности "симметрии" ($\sigma \approx 28$ кэВ), выполненной по соотношениям Гарви-Келсона при $l = 2$ и $\bar{T}_2 = 0$ для наиболее точно измеренных масс ядер.

В табл. 3 представлено сопоставление предсказанных нами масс ядер без использования каких-либо подгоночных параметров

Таблица 3

Предсказания дефектов масс ядер, кэВ

Ядро	И-2	/8/	/2/	Настоящая работа	M _{изм} /7/
²³ Al	-3	1900	6744	6756 ± 20	6768 ± 25
²⁵ Si		-2360	3425	3795 ± 21	3824 ± 10
²⁷ P		-4270	-208	-595 ± 41	-753 ± 35
²⁹ S		-6730	-2878	-3081 ± 21	-3160 ± 50
³¹ Cl		-9630	-6720	-7013 ± 21	-7070 ± 50
³³ Ar		-10530	-9331	-9393 ± 21	-9385 ± 30
³⁵ K		-11900	-11380	-11157 ± 21	-11169 ± 20
³⁷ Ca		-13670	-13145	-13142 ± 21	-13164 ± 39
³⁹ Sc		-15850	-14066	-14088 ± 21	
²⁴ Si	-4	4130	10724	10762 ± 22	10757 ± 24
²⁶ P		6330	11510	11185 ± 31	
²⁸ S		90	4710	4418 ± 20	4190 ± 120
³⁰ Cl		1030	4985	4802 ± 50	
³² Ar		-5840	-2097	-2190 ± 20	-2181 ± 50
³⁴ K		-3440	-1938	-1477 ± 19	
³⁶ Ca		-8530	-6725	-6459 ± 19	-6440 ± 40
³⁸ Sc		-7070	-4613	-4680 ± 21	
²⁵ P	-5	-	20447	19466 ± 92	
²⁷ S		12500	18089	17834 ± 63	
²⁹ Cl		9650	14096	14338 ± 62	
³¹ Ar		6420	11044	11592 ± 102	
³³ K		2890	6918	7464 ± 54	
³⁵ Ca		1400	4074	4665 ± 82	
³⁷ Sc	-160	3296	3813 ± 21		
²⁶ S	-6	21470	28504	27489 ± 73	
²⁸ Cl		22450	28112	27923 ± 122	
³⁰ Ar		15390	21292	22211 ± 59	
²⁹ Ar	-7	29860	36616	37696 ± 152	
³⁰ K	-8	-	48296	49556 ± 300	

и предсказания других авторов: на основе капельной модели, использующей 16 параметров /8/, и предсказания масс, выполненных в работе /2/ по широкой области ядер (535 параметров), а также результаты измерений масс /7/.

Полученные нами предсказания позволяют точнее спланировать стабильность ядер относительно нуклонного распада. Действительно, энергия отрыва последнего протона S_p определяется через массы соседних ядер:

$$S_p(Z, N) = M_H - M(Z, N) + M(Z - 1, N).$$

Здесь M_H - масса (или дефект массы) атома водорода, а $M(Z, N)$ и $M(Z - 1, N)$ - массы ядер (или дефекты масс). Таким образом, если $S_p > 0$, то система связанная, если $S_p < 0$, то для ядра энергетически возможно испускание одного протона. Энергия отрыва двух протонов:

$$S_{2p}(Z, N) = 2M_H - M(Z, N) + M(Z - 2, N)$$

характеризует стабильность ядра относительно испускания двух протонов. В табл. 4 представлены энергии отрыва одного и двух протонов для предсказанных масс ядер. При $N - Z = -4$ все нечетно-нечетные ядра нестабильны. При $N - Z = -5$ нестабильны нечетно-четные ядра, а четно-нечетные стабильны относительно однопротонного распада. Ядро ^{31}Ar , четно-нечетное, оказывается нестабильным относительно двухпротонного распада.

Выводы

Предложен способ наиболее точного беспараметрового предсказания масс нейтрондефицитных ядер на базе ранее измеренных масс ядер. Определены массы 17 ядер. Предсказана возможность двухпротонного распада ядра ^{31}Ar . Показано, что в эмпирическом подходе описания масс ядер функцию $N - Z$ следует рассматривать отдельно для ядер разной четности.

Таблица 4

Энергия отрыва одного и двух протонов, MeB

Ядро	$N - Z$	s_p	s_{2p}
^{27}P	-3	$0,74 \pm 0,04$	$6,26 \pm 0,04$
^{39}Sc		$-0,69 \pm 0,02$	$3,87 \pm 0,02$
^{26}P	-4	$-0,06 \pm 0,03$	$3,34 \pm 0,03$
^{30}Cl		$-0,67 \pm 0,06$	$2,62 \pm 0,03$
^{34}K		$-0,62 \pm 0,04$	$2,73 \pm 0,02$
^{38}Sc		$-2,97 \pm 0,04$	$1,53 \pm 0,02$
^{25}P	-5	$-1,43 \pm 0,09$	$1,88 \pm 0,10$
^{27}S		$0,64 \pm 0,07$	$0,57 \pm 0,06$
^{29}Cl		$-2,85 \pm 0,07$	$-0,36 \pm 0,07$
^{31}Ar		$0,50 \pm 0,11$	$-0,17 \pm 0,11$
^{33}K		$-2,36 \pm 0,07$	$0,04 \pm 0,07$
^{35}Ca		$1,15 \pm 0,08$	$0,53 \pm 0,09$
^{37}Sc		$-2,97 \pm 0,05$	$-0,40 \pm 0,03$
^{26}S	-6	$-0,73 \pm 0,12$	$-2,16 \pm 0,07$
^{28}Cl		$-2,80 \pm 0,14$	$-2,16 \pm 0,13$
^{30}Ar		$-0,58 \pm 0,09$	$-3,22 \pm 0,06$
^{29}Ar	-7	$-2,48 \pm 0,20$	$-5,28 \pm 0,16$
^{30}K	-8	$-4,57 \pm 0,34$	$-7,06 \pm 0,32$

Литература

1. Müller P., Nix J. R. - Nucl. Phys., 1981, vol. A361, N 1, p. 117-146.
2. Monahan J. E., Serduke P. J. D. - Phys. Rev. C, 1978, vol. C17, N 3, p. 1196-1204.
3. Garvey G. T., Gerace W. J., Jaffe R. L. et al. - Rev. Mod. Phys., 1969, vol. 41, N 4, part II, p. 1-80.
4. Jänecke J., Eynon P. B. - Atom. Data Nucl. Data Tables, 1976, vol. 17, N 5-6, p. 467-471.
5. Comay E., Kelson J. - Atom. Data Nucl. Data Tables, 1976, vol. 17, N 5-6, p. 463-466.
6. Солин Л. М., Яковлев В. А., Кузьмин В. Н., Немцов Д. А. - Тезисы докладов XIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 16-18 марта 1982 г., Киев. Л.: Наука, 1982, с. 51.
7. Warstra A. H., Vos K. - Atom. Data Nucl. Data Tables, 1977, vol. 17, N 5-6, p. 417-421.
8. Myers W. D. - Atom. Data Nucl. Data Tables, 1977, vol. 19, N 3, p. 187-189.

Редактор Н. П. Белякова

Подп. в печ. 27.12.82. Т-23429. формат 60 x 90 I/16
Офсет. печ. Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,47. Тираж 120 экз.
Зак. № 45 Цена 7 коп. Индекс 3624

Отпечатано в Радиевом институте им. В. Г. Хлопина
197022, Ленинград, П-22, ул. Рентгена, д. I

7 ксп.

Индокс 3624