

5125

ЭКЗ. ЧИТ. З. 17

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 5125



А.И. Вдовин, А.Л. Комов, Л.А. Малов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТИПА В ЯДРАХ С $A > 100$
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОТЕНЦИАЛА ВУДСА-САКСОНА

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P4 - 5125

А.И. Вдовин, А.Л. Комов, Л.А. Малов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТИПА В ЯДРАХ С $A > 100$
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОТЕНЦИАЛА ВУДСА-САКСОНА

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

В работе /1/ впервые были проведены расчеты сверхтекучих свойств ядер для широкого диапазона изменения массового числа ($100 < A < 256$). Такое исследование было проделано для того, чтобы единым образом получить необходимые для расчетов ядерной структуры характеристические величины сверхтекучей модели ядра. В качестве среднего поля ядра в работе /1/ за основу была взята модифицированная схема Нильссона /2/.

В настоящее время в расчетах ядерных свойств все чаще используется более реалистический потенциал Вудса-Саксона /3-6/. Не останавливаясь более подробно на преимуществах этого потенциала, укажем, что он имеет конечную глубину и более точно, чем потенциал Нильссона, учитывает роль ядерной поверхности. Удобство потенциала Вудса-Саксона проявляется и в том, что для очень широкой области ядер - от легких до самых тяжелых - его параметры практически не меняются /3/, причем не производится произвольных сдвигов каких-либо уровней или специального изменения параметров для отдельных подболочек. В связи с этим представляется необходимым исследовать парные корреляции в столь же широкой области ядер ($100 < A < 254$), используя в расчетах потенциал Вудса-Саксона.

В данной работе преследуются две цели: во-первых, подобрать константы парного взаимодействия для ядер с $100 < A < 254$ и получить сверхтекучие характеристики основных состояний этих ядер; во-вторых, исследовать зависимость константы парного взаимодействия от массового числа A , деформации, числа нейтронов и протонов в ядре.

Вся исследуемая область была разбита на 11 зон, объединяющих ядра, которые мало различаются по массовому числу и имеют приблизительно равные величины деформаций основных состояний. Параметры потенциала Вудса-Саксона для $150 < A < 190$ и $A > 230$ взяты нами из работ /4,5/. В остальных случаях мы подобрали их, основываясь на работах /3,6/ и руководствуясь тем, чтобы одночастичная схема правильно передавала спины основных состояний нечетных ядер и энергию связи последнего нуклона. Эти параметры приведены в таблице 1.

Взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа, в средних и тяжелых ядрах (где $n - p$ - корреляции отсутствуют) характеризуется двумя константами G_N и G_Z (для нейтронной и протонной систем, соответственно).

Значения этих констант обычно получают, сравнивая величины парных энергий, рассчитанные по формуле (для нейтронов):

$$P_N = \frac{1}{4} \{ 3\bar{\epsilon}(Z, N-1) + \bar{\epsilon}(Z, N+1) - 3\bar{\epsilon}(Z, N) - \bar{\epsilon}(Z, N-2) \}, \quad (1)$$

со значениями P_N , полученными из экспериментальных данных по массам ядер. Здесь $\bar{\epsilon}(N, Z)$ - энергии ядер, вычисленные по формулам сверхтекучей модели /7/, или экспериментальные значения масс ядер, взятые нами из /8/.

Однако в переходных областях ядер, где равновесные деформации меняются от ядра к ядру, в парную энергию, рассчитанную по формуле (1), войдет энергия, связанная с перестройкой структуры данного ядра по сравнению с соседними /9/. Поэтому в таких случаях лучше пользоваться формулой:

$$P_N = \frac{1}{2} \{ 2\bar{\epsilon}(Z, N-1) - \bar{\epsilon}(Z, N) - \bar{\epsilon}(Z, N-2) \}. \quad (2)$$

Это уменьшает ошибки в определении парных энергий для ядер переходных областей.

Кроме того, поскольку для ядер, близких к магическим, сверхтекучая модель работает плохо (хотя парное взаимодействие и здесь играет очень важную роль), то для этих ядер нельзя применять формулы (1)-(2).

Таблица I

Параметры потенциала Вудса-Саксона

Нейтронные системы

A	N	V_0	r_0	α	β_2	β_4	χ
I05	61	44,5	1,29	1,61	0	0	0,413
I21	69	45,5	1,28	1,61	0	0	0,413
I37	79	43,4	1,28	1,61	0	0	0,413
I53	93	44,2	1,26	1,59	0,31	0	0,36
I65	97	44,8	1,26	1,59	0,31	0	0,362
I73	103	44,1	1,26	1,59	0,26	0	0,365
I81	109	43,4	1,26	1,59	0,23	0	0,370
I95	119	45,0	1,26	1,58	0	0	0,379
209	127	45,6	1,26	1,58	0	0	0,376
223	135	45,5	1,26	1,58	0,16	0	0,374
239	146	46,7	1,26	1,45	0,20	0,08	0,43

Протонные системы

A	Z	V_0	r_0	α	β_2	β_4	χ
I05	45	52,5	1,29	1,61	0	0	0,413
I21	53	55,8	1,28	1,61	0	0	0,413
I37	59	54,9	1,28	1,61	0	0	0,413
I53	63	59,2	1,24	1,59	0,31	0	0,356
I65	67	60,0	1,24	1,59	0,31	0	0,356
I73	67	60,0	1,24	1,59	0,26	0	0,356
I81	73	59,8	1,24	1,59	0,23	0	0,365
I95	77	59,4	1,24	1,58	0	0	0,374
209	81	60,0	1,24	1,58	0	0	0,385
223	89	60,1	1,24	1,58	0,16	0	0,369
239	93	61,0	1,24	1,55	0,20	0,08	0,375

В этом случае константу спаривания G_N (и G_Z) следует определять, используя теорию парных вибраций /10/. Для магических ядер парное взаимодействие ответственно за появление коллективных возбуждений (парных вибраций), энергии которых определяются из следующих уравнений /10,11/:

$$\frac{2}{G_N} = \sum_{j_p} \frac{(2j_p + 1)}{2(E_{j_p} - \lambda) + \omega_{\pm}^1} + \sum_{j_h} \frac{(2j_h + 1)}{2(\lambda - E_{j_h}) \pm \omega_{\pm}^1} \quad (3)$$

Здесь j_p и j_h - моменты уровней с энергией E_j , расположенных выше ($j = j_p$) или ниже ($j = j_h$) поверхности Ферми λ , ω_{\pm}^1 - энергии вибраций. Основные состояния ядер с числом частиц, отличающимся на ± 2 от магического, являются при данном подходе вибрационными состояниями этого магического ядра с энергиями ω_{+}^1 и ω_{-}^1 , соответственно. Определяя из экспериментальных данных по массам ядер величину

$$\{ 2\mathcal{E}(Z, N) - \mathcal{E}(Z, N+2) - \mathcal{E}(Z, N-2) \}$$

и приравнявая ее $\omega_{-}^1 + \omega_{+}^1$, находим G_N (для G_Z аналогично).

Таким образом, для каждой из зон, на которые разбита рассматриваемая область ядер, подбиралось такое значение константы G_N или G_Z , при котором получается наилучшее согласие экспериментальных и теоретических значений энергий парных вибраций или парных энергий для ядер всей зоны. Условно назовем эти значения $G_{N,Z}$ экспериментальными.

Существует ряд качественных предположений о зависимости константы спаривания от таких характеристик ядер, как массовое число A , деформация и др.

Вкратце они сводятся к следующему:

1. Поскольку силы, приводящие к парным корреляциям, являются короткодействующими, то грубо их можно заменить на δ - функцию в пространстве координат. Поэтому в импульсном пространстве они будут постоянными и, следовательно, матричные элементы от них приближенно можно считать не зависящими от одночастичных состояний s, s' , т.е. $G(s+, s-; s' - s' +) = G = \text{const}$. Как показано в /12/, это является довольно хорошим приближением.

Из этого же предположения о короткодействующем характере парного взаимодействия следует, что матричные элементы этого взаимодействия должны обратно пропорционально зависеть от объема системы, т.е. $G \approx \frac{1}{A}$. Поэтому в большинстве работ, учитывающих парные корреляции в ядрах, предполагалось, что

$$G_{N,Z} \times A = g_{N,Z} = \text{const} \quad (4)$$

Непосредственные исследования показывают, что $g_Z > g_N$.

2. Такое различие констант парного взаимодействия для нейтронов и протонов можно объяснить качественно следующим образом /13/: для тяжелых ядер кинетическая энергия протонов, близких к поверхности Ферми, меньше кинетической энергии нейтронов. Двигаясь более медленно, протоны сближаются на меньшее расстояние, чем нейтроны, поэтому отталкивательный кор меньше сказывается на их взаимодействии, а это, в свою очередь, усиливает их эффективное притяжение. Можно учесть эту разницу, введя для $G_{N,Z}$ следующую зависимость:

$$G_{N,Z} \times A = g_0 + g_1 \frac{N-Z}{A} \quad (5)$$

3. В последнее время появились работы /13-15/, в которых обсуждается вопрос о зависимости G от площади поверхности ядра ($G \approx S$), что качественно обосновывается ее важной ролью в возникновении спаривания /16,17/. В работе /16/, например, показано, что в бесконечной ядерной материи парное взаимодействие гораздо слабее, чем это следует из эмпирических данных даже для самых тяжелых ядер. Если же учесть влияние поверхности ядра, то для корреляционной функции получают значения, согласующиеся с экспериментом. Поэтому в работе /16/ делается вывод об определяющей роли поверхности ядра в появлении эффекта спаривания. В работе /17/ аналогичный результат получен в рамках slab-модели (показано, что величина корреляционной функции сильно зависит от толщины слоя бесконечной ядерной материи).

Все это приводит к выводу, что парное взаимодействие происходит в основном на поверхности ядра. Основанное на этих рассуждениях пред-

положение, что $G \approx S$, было уже использовано для объяснения экспериментального факта увеличения корреляционной функции в седловой точке делящегося ядра по сравнению с ее величиной в основном состоянии /14/.

Если учесть, что поверхность деформированного ядра будет больше по сравнению с поверхностью сферического ядра той же массы, а, следовательно, объема (в предположении несжимаемости ядерного вещества), то можно ожидать, что для деформированных ядер G будет больше, чем для сферических, т.е. $G = G(\beta)$. Поэтому в данной работе мы предполагаем, что помимо основной зависимости G от A , даваемой (4) или (5), имеется еще дополнительный член, пропорциональный увеличению площади поверхности ядра за счет деформации ($\Delta G \sim \Delta S \sim \beta^2 A^{2/3}$).

Таким образом, резюмируя вышесказанное, можно написать следующие формулы для G :

$$G_{N,Z} A = g_{N,Z} + g'_{N,Z} \beta^2 A^{5/3} \quad (6)$$

или

$$G_{N,Z} A = g_0 + g_1 \frac{N-Z}{A} + g'_{N,Z} \beta^2 A^{5/3} \quad (7)$$

Перейдем теперь к результатам непосредственных расчетов величин G_N и G_Z для ядер данной области. На рис. 1 приведены усредненные по зоне значения величин $G_N^{\text{экср.}} A$ и $G_Z^{\text{экср.}} A$, полученные с использованием уровней среднего поля потенциала Вудса-Саксона. В расчетах учитывались все уровни среднего поля от дна ямы до энергии +10 Мэв. Отложенные на графике ошибки величин $G_{N,Z}^{\text{экср.}} A$ соответствуют экспериментальным ошибкам в определении масс ядер. Из рисунка 1 видно, что в зонах, соответствующих деформированным ядрам редкоземельной и трансурановой областей, величины $G_{N,Z} A$ возрастают на 15-25% по сравнению с их значениями для сферических ядер. На этом же рисунке приведены величины $G_{N,Z} A$, полученные по формулам (6)-(7) со следующими параметрами:

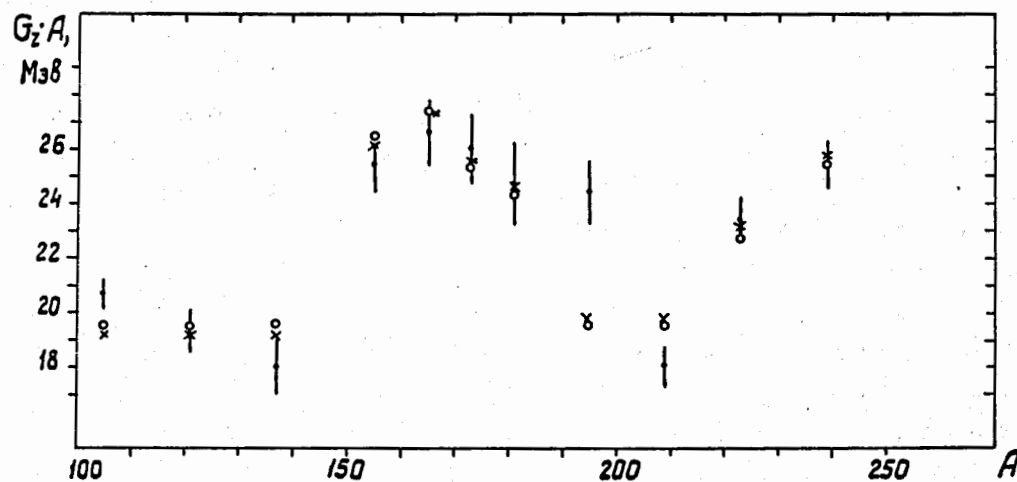
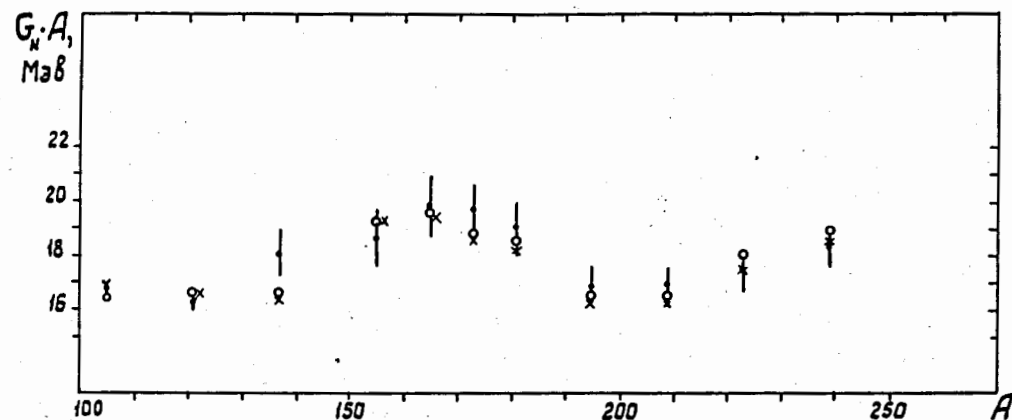


Рис. 1. Поведение величин $G_N A$ (верхний рисунок) и $G_Z A$ (нижний рисунок) в зависимости от атомного веса. Обозначения: \dagger - значения $G_{N,Z} A$, полученные из сравнения теоретических и экспериментальных парных энергий. Показаны ошибки, соответствующие экспериментальным ошибкам в определении масс ядер. \circ - значения $G_{N,Z} A$, полученные по формуле (6). \times - значения $G_{N,Z} A$, полученные по формуле (7).

$$g_N = 16,5 \text{ Мэв}; \quad g_Z = 19,5 \text{ Мэв}; \quad (8)$$

$$g'_N = 0,0064 \text{ Мэв}; \quad g'_Z = 0,016 \text{ Мэв};$$

$$g_0 = 18,0 \text{ Мэв}; \quad g_1 = 8,9 \text{ Мэв}. \quad (9)$$

Видно, что вычисленные по формулам (6)–(7) величины $G_{N,Z} A$ одинаково удовлетворительно согласуются с эмпирическими значениями $G_{N,Z}^{\text{эксп.А}}$. Тот факт, что оба выражения приводят к незначительно отличающимся результатам, связан со слабым изменением величины $\frac{N-Z}{A}$ в рассматриваемой области ядер. Отклонения от формул (6)–(7), имеющиеся в переходных областях, можно отнести за счет упоминавшегося влияния энергии перестройки. Для магических ядер значения $G_{N,Z} A$, полученные в рамках теории парных вибраций, также удовлетворительно согласуются с предложенной зависимостью (6)–(7).

Результаты данной работы несколько отличаются от результатов работы [1]. В [1] величины $G_{N,Z} A$ для области $100 < A < 150$ также меньше, чем для ядер редкоземельной и трансурановой областей, однако провала при $A \approx 208$ замечено не было. Это различие можно объяснить следующими причинами: отличием схем Нильссона и Вудса-Саксона в данной области, а также игнорированием некорректности использования формул (1)–(2) для ядер, близких к магическим.

Чтобы исключить появление возможных нефизических эффектов в изменении величины $G_{N,Z} A$, связанных с произвольно выбранным обрезанием числа учитываемых уровней, мы провели расчеты, учитывая уровни от дна ямы до +5 Мэв и до 0 Мэв, а также суммируя во всех ядрах по одинаковому числу уровней (~ 45), взятых симметрично относительно поверхности Ферми. Результаты получились аналогичные (см. таблицу 2). Конечно, абсолютные величины $G_{N,Z} A$ зависят от числа учитываемых уровней, однако эта перенормировка не сказывается на общем характере изменения этих величин с A , а также на величинах C и λ , что находится в полном согласии с выводами работы [7]. Следует отметить, однако, что увеличение числа уровней суммирования приводит к сглаживанию мелких нерегулярностей в поведении $G_{N,Z} A$. Эти нерегулярности

Таблица 2

Значения $G_{N,Z} \times A$ (Мэв) и число учитываемых уровней (n) для различных порогов обрезания по энергии (E).

Нейтронные системы

A	I05	I2I	I37	I53	I65	I73	I8I	I95	209	223	239	
β_2	0	0	0	0,3I	0,3I	0,26	0,23	0	0	0,16	0,20	
$E \leq 0$	$G_N \times A$	19,2	19,1	19,2	21,7	23,6	22,8	23,5	18,0	18,0	19,4	19,1
	n	4I	48	60	58	58	63	66	86	92	90	110
$E \leq 5$	$G_N \times A$	17,3	17,0	19,0	19,1	20,5	20,1	20,3	17,4	17,6	18,1	17,9
	n	57	63	63	72	77	78	81	96	98	110	116
$E \leq 10$	$G_N \times A$	17,0	16,3	17,9	18,5	19,8	19,8	19,2	17,0	16,9	17,3	18,3
	n	57	71	77	80	80	85	96	112	114	115	128
$n \sim 45$	$G_N \times A$	17,6	18,4	22,1	21,1	23,3	23,0	23,5	21,3	21,7	22,1	24,4

Протонные системы

A	I05	I2I	I37	I53	I65	I73	I8I	I95	209	223	239	
β_2	0	0	0	0,3I	0,3I	0,26	0,23	0	0	0,16	0,20	
$E \leq 0$	$G_Z \times A$	27,1	23,0	21,1	30,0	32,0	32,0	29,3	28,2	22,0	28,8	30,8
	n	28	41	41	45	50	50	53	57	57	57	61
$E \leq 5$	$G_Z \times A$	21,4	21,7	19,0	26,9	29,5	29,2	27,0	26,7	19,0	25,0	26,8
	n	41	45	52	54	58	58	63	63	76	76	77
$E \leq 10$	$G_Z \times A$	20,9	19,5	18,1	25,1	26,7	26,6	24,8	24,4	18,0	23,2	25,3
	n	52	62	63	67	74	76	78	85	90	88	89
$n \sim 45$	$G_Z \times A$	21,7	21,8	20,0	-	31,2	31,0	29,7	-	20,9	28,5	31,3

связаны с отсутствием плавного изменения числа учитываемых уровней при переходе от одной зоны к другой (см. таблицу 2).

Данные исследования преследовали и другую цель - получить на основе формул теории парных корреляций сверхтекучие характеристики для основных состояний ядер всей изучаемой области с $A > 100$.

В таблицах 3 и 4 приведены значения C и λ для основных состояний четно-четных и нечетных ядер. Дается два набора этих величин, полученных с оптимальными значениями $G_{N,Z}$ для каждой зоны ($G_{N,Z} = G_{N,Z}^{\text{эксп.}}$) и со значениями, вычисленными по формуле (6). Непосредственное сравнение подтверждает их совпадение в пределах 10-20% за исключением самых легких ядер и ядер, близких к магическим. Для систем, состоящих из нечетного числа частиц, корреляционные функции и химические потенциалы вычислены с учетом эффекта блокировки. Величины корреляционных функций $C(Z)$, $C(Z-1)$, $C(N)$, $C(N-1)$, приведенные в таблицах 3 и 4, хорошо согласуются с величинами, полученными в работе /1/.

Значения корреляционных функций медленно убывают с увеличением A . Они обращаются в нуль для ядер с числом нейтронов или протонов, равным магическим числам. Вследствие эффекта блокировки корреляционные функции для основных состояний нечетных систем меньше корреляционных функций систем, состоящих из четного числа нуклонов. Для сферических ядер (кроме близких к магическим) это уменьшение составляет 10-15%, для деформированных ядер - 15-30%. Слишком большое уменьшение $C(N-1)$ по сравнению с $C(N)$, которое наблюдается в отдельных случаях, связано с неточностью использованного математического метода.

Поскольку спаривание оказывает большое влияние на многие свойства ядер, то полученные при данном исследовании сверхтекучие характеристики ядер - корреляционные функции и химические потенциалы - могут быть широко использованы при изучении спектров ядер, их свойств относительно α , β - распадов, γ - переходов и т.д.

В заключение выражаем благодарность за помощь и критические замечания В.Г. Соловьеву и Р.В. Джолосу.

Таблица 3

Корреляционные функции и химические потенциалы для нейтронных систем (в Мэв)

N	C(N)		$\lambda(N)$		C(N-1)		$\lambda(N-1)$	
	$G_N = G_N^{\text{эксп.}}$	$G_N = G_N^{\text{р}}$	$G_N = G_N^{\text{эксп.}}$	$G_N = G_N^{\text{р}}$	$G_N = G_N^{\text{эксп.}}$	$G_N = G_N^{\text{р}}$	$G_N = G_N^{\text{эксп.}}$	$G_N = G_N^{\text{р}}$
58	1,18	1,28	-6,78	-5,76	0,90	1,01	-7,02	-7,01
60	1,28	1,38	-6,43	-6,42	1,08	1,14	-6,61	-6,60
62	1,34	1,46	-6,09	-6,09	1,10	1,25	-6,23	-6,22
64	1,38	1,51	-5,76	-5,76	1,20	1,33	-5,87	-5,86
66	1,42	1,27	-8,41	-8,41	1,16	1,06	-8,66	-8,66
68	1,42	1,32	-8,10	-8,10	1,20	1,14	-8,32	-8,32
70	1,40	1,34	-7,82	-7,82	1,19	1,19	-8,00	-8,00
72	1,32	1,33	-7,55	-7,55	1,21	1,21	-7,71	-7,71
74	1,29	1,29	-7,29	-7,29	1,18	1,18	-7,43	-7,43
76	1,21	1,21	-7,02	-7,02	1,12	1,12	-7,16	-7,16
78	1,06	1,06	-6,76	-6,76	0,99	0,99	-6,90	-6,90
80	0,85	0,69	-7,03	-7,22	0,79	0,64	-7,18	-7,34
82	0	0	-6,70	-6,97	0	0	-6,86	-7,10
84	0,83	0,65	-3,72	-3,55	0	0	-3,88	-3,68
86	1,09	0,85	-3,38	-3,25	0,76	0,58	-3,51	-3,37
88	1,13	0,98	-3,05	-2,93	0,90	0,75	-3,14	-3,03
90	1,13	1,20	-5,75	-5,75	0,95	1,03	-5,90	-5,90
92	1,11	1,19	-5,42	-5,42	0,95	1,03	-5,64	-5,64
94	1,07	1,15	-5,09	-5,08	0,92	0,99	-5,27	-5,26
96	1,00	0,92	-6,15	-6,17	0,85	0,78	-6,30	-6,32
98	0,89	0,82	-5,75	-5,77	0,72	0,64	-5,91	-5,92

Таблица 3 (продолжение)

N	C(N)		λ(N)		C(N-1)		λ(N-1)	
	$G_N = G_N^{\text{эксн}}$	$G_N = G_N^{\text{р}}$	$G_N = G_N^{\text{эксн}}$	$G_N = G_N^{\text{р}}$	$G_N = G_N^{\text{эксн}}$	$G_N = G_N^{\text{р}}$	$G_N = G_N^{\text{эксн}}$	$G_N = G_N^{\text{р}}$
I00	0,83	0,71	-5,31	-5,33	0,58	0,49	-5,62	-5,64
I02	0,80	0,68	-5,47	-5,48	0,62	0,47	-5,62	-5,62
I04	0,79	0,64	-5,03	-5,04	0,54	0,34	-5,26	-5,27
I06	0,74	0,60	-4,59	-4,62	0,53	0,39	-4,90	-4,93
I08	0,86	0,65	-4,43	-4,42	0,52	0,06	-4,67	-4,66
I10	0,90	0,72	-4,00	-3,98	0,63	0,41	-4,28	-4,26
I12	0,92	0,75	-3,62	-3,62	0,71	0,55	-3,84	-3,83
I14	0,91	0,73	-3,23	-3,25	0,71	0,54	-3,38	-3,39
I16	0,91	0,98	-6,75	-6,78	0,99	0,91	-6,87	-6,89
I18	0,89	0,92	-6,54	-6,57	0,92	0,84	-6,65	-6,67
I20	0,85	0,83	-6,32	-6,36	0,84	0,77	-6,47	-6,51
I22	0,77	0,70	-6,09	-6,14	0,71	0,63	-6,23	-6,27
I24	0,43	0,35	-7,61	-7,66	0,33	0,25	-7,70	-7,74
I26	0	0	-7,25	-7,29	0	0	-7,73	-7,79
I28	0,60	0,55	-4,64	-4,57	0	0	-4,72	-4,64
I30	0,81	0,75	-4,45	-4,39	0,57	0,52	-4,52	-4,45
I32	0,82	0,88	-4,26	-4,21	0,70	0,71	-4,32	-4,27
I34	0,83	0,83	-5,96	-5,96	0,67	0,67	-6,11	-6,12
I36	0,82	0,86	-5,70	-5,70	0,70	0,70	-5,80	-5,80
I38	0,80	0,89	-5,45	-5,45	0,70	0,74	-5,60	-5,60
I40	0,70	0,70	-7,73	-7,73	0,57	0,57	-7,91	-7,91
I42	0,64	0,64	-7,34	-7,34	0,44	0,44	-7,45	-7,45
I44	0,68	0,68	-6,96	-6,96	0,39	0,39	-7,24	-7,24
I46	0,71	0,71	-6,64	-6,64	0,52	0,52	-6,83	-6,83
I48	0,72	0,72	-6,34	-6,34	0,55	0,55	-6,46	-6,46
I50	0,71	0,71	-6,01	-6,01	0,52	0,52	-6,15	-6,15
I52	0,74	0,74	-5,66	-5,66	0,49	0,49	-5,82	-5,82

Таблица 4

Корреляционные функции и химические потенциалы для
протонных систем (в Мэв)

Z	C(Z)		λ(Z)		C(Z-1)		λ(Z-1)	
	$G_Z = G_Z^{\text{эксн}}$	$G_Z = G_Z^{\text{р}}$	$G_Z = G_Z^{\text{эксн}}$	$G_Z = G_Z^{\text{р}}$	$G_Z = G_Z^{\text{эксн}}$	$G_Z = G_Z^{\text{р}}$	$G_Z = G_Z^{\text{эксн}}$	$G_Z = G_Z^{\text{р}}$
40	1,36	1,06	-7,90	-7,83	1,04	0,63	-8,30	-8,28
42	1,42	1,14	-7,44	-7,42	1,17	0,90	-7,74	-7,68
44	1,40	1,14	-7,01	-7,05	1,20	0,97	-7,26	-7,26
46	1,28	1,07	-6,60	-6,70	1,14	0,92	-6,83	-6,90
48	1,07	0,76	-9,22	-9,49	0,96	0,68	-9,45	-9,66
50	0	0	-8,69	-9,16	0	0	-8,95	-9,33
52	0,92	0,92	-4,87	-4,87	0	0	-4,99	-4,99
54	1,02	1,23	-4,57	-4,57	0,80	0,87	-4,67	-4,67
56	1,06	1,19	-4,77	-4,83	0,86	0,97	-4,86	-4,93
58	1,16	1,30	-4,53	-4,58	0,99	1,12	-4,62	-4,68
60	1,22	1,38	-4,29	-4,33	1,07	1,21	-4,39	-4,43
62	1,19	1,34	-7,28	-7,28	0,87	1,04	-7,59	-7,58
64	1,17	1,32	-6,73	-6,72	0,88	1,02	-7,06	-7,04
66	1,15	1,24	-7,62	-7,61	0,81	0,90	-7,95	-7,94
68	1,08	1,19	-6,86	-6,86	0,55	0,69	-7,16	-7,16
70	1,04	0,95	-6,25	-6,23	0,33	0	-6,61	-6,46
72	1,02	1,10	-6,56	-5,63	0,73	0,65	-6,79	-6,02
74	1,03	1,03	-6,04	-6,04	0,72	0,72	-6,25	-6,25
76	1,07	1,07	-5,43	-5,42	0,60	0,60	-5,65	-5,64
78	0,94	0,46	-6,70	-6,78	0,79	0	-7,05	-7,06
80	0,76	0,39	-6,26	-6,46	0,61	0,27	-6,49	-6,58
82	0	-0	-5,77	-6,15	0	0	-6,15	-6,45
84	0,51	0,62	-4,19	-4,35	0	0	-4,25	-4,43
86	0,70	0,84	-4,04	-4,18	0,49	0,59	-4,09	-4,24
88	0,97	0,97	-4,66	-4,66	0,77	0,77	-4,85	-4,85
90	0,88	0,97	-6,26	-6,25	0,71	0,80	-6,44	-6,43
92	0,82	0,92	-5,84	-5,83	0,58	0,70	-6,01	-6,00
94	0,80	0,90	-5,37	-5,37	0,49	0,62	-5,65	-5,64
96	0,81	0,91	-4,89	-4,90	0,49	0,61	-5,09	-5,10
98	0,85	0,95	-4,44	-4,45	0,54	0,66	-4,71	-4,71
I00	0,90	1,00	-4,00	-4,01	0,61	0,72	-4,14	-4,16

Л и т е р а т у р а

1. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, И.Д. Христов. ЯФ, 6, 1186 (1967).
2. C. Gustafson, J.-L. Lamm, B. Nilsson, S.G. Nilsson. Ark. Fys., 30, 613 (1967).
3. П.Э. Немировский, В.А. Чепурнов. ЯФ, 3, 998 (1966).
4. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Изв. АН. СССР, сер. физ., 32, 1690 (1968).
5. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Л.А. Малов. Программа и тезисы докладов XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Изд. "Наука", 1970, стр. 192.
6. K. Takeuchi, P.A. Moldauer. Phys.Lett., 28B, 384 (1969).
7. В.Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М., Госатомиздат, 1963.
8. J.H.E. Mattauch, W. Thiele, A.H. Wapstra. Nucl.Phys., 67, 1 (1965).
9. P.A. Демирханов, В.В. Дорохов, В.Г. Соловьев. ЯФ, 2, 20 (1965).
10. R.A. Sorensen. Nucl.Phys., A97, 1 (1967).
11. P.B. Джолос. Сообщение ОИЯИ, P4-4775, Дубна, 1969.
12. A.M. Lane. Nuclear Theory. Benjamin, INC, New York, 1964.
13. D.R. Bes, R.A. Sorensen. Advances in Nuclear Physics, v. 2, Plenum Press, New York, 1969, p. 129.
14. W. Stepien, Z. Szymanski. Phys.Lett., 26B, 181 (1968).
15. S.G. Nilsson et al. Nucl. Phys., A131, 1 (1969).
16. E. Jakeman, S.A. Moszkowski. Phys. Rev., 141, 933 (1966).
17. R.C. Kennedy, L. Wilets, E.M. Henley. Phys.Rev.Lett., 12, 36 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

26 мая 1970 года.